ФИЗИЧЕСКАЯ ЭНЦИКЛОПЕДИЯ

2

ДОБРОТНОСТЬ — МАГНИТООПТИКА

Главный редактор
А. М. ПРОХОРОВ

Редакционная коллегия
Д. М. АЛЕКСЕЕВ
(зам. гл. редактора),
А. М. БАЛДИН,
А. М. БОНЧ-БРУЕВИЧ,
А. С. БОРОВИК-РОМАНОВ,
Б. К. ВАЙНШТЕЙН,
С. В. ВОНСОВСКИЙ,
А. В. ГАПОНОВ-ГРЕХОВ,
С. С. ГЕРШТЕЙН,
И. И. ГУРЕВИЧ,
А. А. ГУСЕВ
(зам. гл. редактора),
М. А. ЕЛЬЯШЕВИЧ,
М. Е. ЖАБОТИНСКИЙ,
Д. Н. ЗУБАРЕВ,
Б. Б. КАДОМЦЕВ,
И. С. ШАПИРО,
Д. В. ШИРКОВ.

Москва
«Советская
энциклопедия»
1990

Д

ДОБРО́ТНОСТЬ колебательной системы — величина, характеризующая резонансные свойства линейной колебат. системы; численно равна отношению резонансной частоты ω к ширине резонансной кривой $\Delta\omega$ на уровне убывания амплитуды в $\sqrt{2}$ раз: $Q=\omega/\Delta\omega$. Принято также выражать Д. через отношение запасённой в системе энергии W к средней за период колебаний мощности потерь P, т. е. $Q=\omega W/P$. Однако при наличии потерь величина запасённой энергии не может быть установлена строго и определяется путём условного разграничения диссипативных и реактивных элементов. Так, напр., в случае электрич. контуров запасённую энергию считают сосредоточенной в чисто реактивных элементах индуктивности L и ёмкости C, а потери связывают с протеканием тока по чисто диссипативному элементу — сопротивлению R. Тогда

$$Q=\frac{1}{R}\sqrt{\frac{L}{C}}=\frac{\omega L}{R}=\frac{1}{\omega RC}.$$

Соответственно для механич. колебат. системы с массой m, упругостью k и коэф. трения b

$$Q=\frac{1}{b}\sqrt{mk}=\frac{\omega m}{b}=\frac{k}{\omega b}.$$

В колебат. системах с большой Д. частота и коэф. затухания α слабозатухающих колебаний вида $e^{-\alpha t}\sin\omega t$ связаны с Д. отношением $Q=\omega/2\alpha=\pi/d\gg 1$, где $d=2\pi\alpha/\omega$ — декремент затухания.

Д. характеризует избирательную и разрешающую способности колебат. системы: чем больше Q, тем выше резонансный отклик системы по сравнению с нерезонансным; отклики системы на одинаковые по амплитуде сигналы с близкими частотами ω_1 и ω_2 существенно различны по величине и, следовательно, могут быть разрешены, если $|\omega_1-\omega_2|\geqslant\Delta\omega=\omega/Q$. Обычные радиоконтуры обладают Д. $Q\sim 10-10^2$, для камертона $Q\sim 10^2$, для пьезокварцевой пластинки $Q\sim 2\cdot 10^4$ на частоте 20 кГц, для СВЧ-резонаторов $Q\sim 10^3-10^4$, а для квазиоптич. и оптич. резонаторов $Q\sim 10^6-10^7$.

Если в системе существует неск. источников диссипации, то для получения результирующей Д. Q_Σ складываются обратные величины:

$$\frac{1}{Q_\Sigma}=\frac{1}{Q_1}+\frac{1}{Q_2}+\dots.$$

Величину Q_l, с к-рой связан отвод энергии в полезную нагрузку, наз. рабочей Д. В случае многомодовых систем с дискретным (точнее, квазидискретным) спектром собственных частот каждая из мод обладает своей Д.; в пределе, когда спектр сливается в сплошной, понятие Д. утрачивает смысл.

Лит.: Стрелков С. П., Введение в теорию колебаний, 2 изд., М., 1964; Горелик Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959; Сивухин Д. В., Общий курс физики, 2 изд., [т. 3] — Электричество, М., 1983.

М. А. Миллер.

ДОВЕРИ́ТЕЛЬНЫЙ ИНТЕРВА́Л — понятие, возникающее при оценке параметра статистич. распределения интервалом значений. Д. и. для параметра θ, соответствующий данному коэф. доверия P, равен такому интервалу (θ_1, θ_2), что при любом распределении вероятности неравенства $\theta_1<\theta<\theta_2$ выполняются (т. е. значение параметра θ попадает в Д. и.) с вероятностью не менее P.

А. А. Лебедев.

ДО́ЗА излучения — энергия *ионизирующего излучения*, поглощённая облучаемым веществом и рассчитанная на единицу массы (поглощённая доза). Д. является мерой радиац. воздействия. Поглощённая энергия расходуется на нагрев вещества и на его физ. и хим. превращения. Величина Д. зависит от вида излучения, его интенсивности, энергии его частиц, времени облучения, а также от состава облучаемого вещества. В процессе облучения Д. со временем накапливается. Приращение Д. в единицу времени наз. мощностью Д. Мощность Д. может быть непостоянна во времени. Доза D за время облучения t связана с $P(t)$ — мгновенным значением мощности Д.— соотношением:

$$D=\int_0^{t_0}\mathcal{P}(t)\,dt.$$

Поглощённая Д. в общем случае неравномерно распределена в веществе. Поглощённую энергию $\Delta\mathcal{E}$ в нек-ром объёме, содержащем вещество массой Δm, можно представить в виде:

$$\Delta\mathcal{E}=\mathcal{E}_{\text{вх}}-\mathcal{E}_{\text{вых}}+\mathcal{E}_0,$$

где $\mathcal{E}_{\text{вх}}$ — энергия всех частиц, входящих в данный объём, $\mathcal{E}_{\text{вых}}$ — энергия всех частиц, выходящих из него, $\mathcal{E}_0$ — энергия всех частиц, испускаемых источником, находящимся внутри данного объёма (напр., радионуклидами). Разность между $\mathcal{E}_{\text{вх}}$ и $\mathcal{E}_{\text{вых}}$ равна притоку энергии в данный объём:

$$\mathcal{E}_{\text{вх}}-\mathcal{E}_{\text{вых}}=-\oint_S \boldsymbol{I}\,d\boldsymbol{S},$$

где $\boldsymbol{I}$ — вектор потока энергии через единицу площади поверхности, охватывающей данный объём, за время формирования Д., $\boldsymbol{I}d\boldsymbol{S}$ — результирующий «вынос» энер-

гии через элементарную площадку dS. Поглощённая Д. в точке внутри данного объёма:

$$D = \lim \frac{\Delta \mathcal{E}}{\Delta m} = K - \frac{1}{\rho} \operatorname{div} \boldsymbol{I}. \qquad (1)$$

Здесь ρ — плотность вещества, $K = \lim_{\Delta m \to 0} \frac{\mathcal{E}_0}{\Delta m}$.

Если формирование Д. происходит за счёт электронов, возникающих в результате взаимодействия фотонов с веществом, а др. источников электронов нет, то K в (1) — начальная энергия всех электронов, освобожденных фотонами, рассчитанная на единицу массы вещества (*керма*), $\boldsymbol{I}$ — вектор потока энергии; $D=K$ при $\operatorname{div} \boldsymbol{I}=0$. Условие $\operatorname{div} \boldsymbol{I}=0$ соответствует т. н. электронному равновесию, при к-ром энергия всех электронов, вошедших в рассматриваемый объём, равна энергии всех электронов, вышедших из него, а поглощённая энергия излучения в этом объёме равна суммарной кинетич. энергии электронов, освобождённых в его пределах фотонами (справедливо, если пренебречь потерями энергии электронов на тормозное излучение).

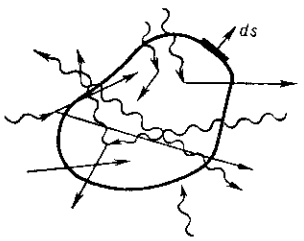


Схема преобразования энергии фотонов (волнистые линии) в энергию электронов (прямые линии).

Формирование дозы определяется физ. процессами, связанными с взаимодействием излучения с веществом. Для эл.-магн. (фотонного) излучения Д. зависит от ат. номера Z элементов, составляющих вещества: чем выше Z, тем больше поглощённая Д. В результате при одинаковых условиях облучения Д. в тяжёлых веществах больше, чем в лёгких. Связано это с тем, что фотоны взаимодействуют с электронной оболочкой атомов. Чем выше Z, тем больше электронов в единице массы вещества и, следовательно, больше возникает актов передачи и поглощения энергии. Для двух веществ, различающихся по Z, Д. фотонного излучения D_1 и D_2 связаны между собой соотношением:

$$D_2 = \frac{\mu_{k1}}{\mu_{k2}} D_1.$$

Здесь μ_{k1} и μ_{k2} наз. коэф. передачи энергии, являются частью коэф. ослабления интенсивности излучения, характеризующей преобразование эл.-магн. энергии в кинетич. энергию электронов в элементарных актах взаимодействия (см. *Гамма-излучение*, *Рентгеновское излучение*).

Нейтроны взаимодействуют с ядрами атомов. Для них поглощённая Д. определяется ядерным составом вещества, и характер взаимодействия с ядрами существенно зависит от энергии нейтронов. Для живой ткани поглощённая Д. формируется преим. в результате взаимодействия нейтронов с ядрами C, H, O и N; ф-ла условной тканевой «молекулы» для мягких тканей живого организма имеет вид $(C_5H_{40}O_{18}N)_x$. Для тепловых нейтронов наиб. значение при формировании тканевой Д. имеют 2 ядерные реакции — *радиационный захват* нейтронов ядрами водорода $^1H\,(n, \gamma)^2H$ и реакция $^{14}N\,(n, p)^{14}C$. Возникающие при радиац. захвате фотоны с энергией 2,23 МэВ дают существ. вклад в Д. В реакции на N возникают протоны с энергией 0,62 МэВ и образуется радиоакт. ^{14}C (вклад в Д. к-рого незначителен). Нейтроны с энергией ~1 кэВ замедляются в теле человека до тепловых энергий. Д., обусловленная передачей энергии в упругих взаимодействиях при замедлении нейтронов, примерно на порядок меньше, чем Д., обусловленная вторичным излучением, возникающим при захвате тепловых нейтронов.

Осн. процесс, определяющий Д. быстрых нейтронов (0,5—10 МэВ) в живой ткани,— упругое рассеяние; при этом на долю протонов отдачи приходится 70—80% всей поглощённой энергии. Часть быстрых нейтронов в живом организме замедляется до тепловых скоростей, поэтому суммарная Д. обусловлена как упругими взаимодействиями нейтронов с ядрами, так и Д. от тепловых нейтронов. Относит. вклад тепловых нейтронов в суммарную Д. невелик и уменьшается с ростом энергии первичных быстрых нейтронов. Так, для нейтронов с энергией 1 МэВ часть общей Д. в живом организме, связанная с тепловыми нейтронами, ~11%. Для нейтронов промежуточных энергий (1—500 кэВ) Д. в живой ткани формируется как в результате упругого рассеяния, так и в результате ядерных реакций. Характерная особенность нейтронов промежуточных энергий — наличие резонансных пиков сечения взаимодействия нейтронов с ядрами нек-рых элементов ткани (см. *Нейтронная спектроскопия*, *Нейтронная физика*).

В случае потока заряж. частиц (электронов, α-частиц и др.) Д. зависит от их т. н. линейной передачи энергии (ЛПЭ), к-рая равна энергии заряж. частицы, переданной веществу на ед. длины её пути. Для моноэнергетич. потока заряж. частиц, ЛПЭ к-рых равна L, Д. за время t связана с плотностью потока частиц φ соотношением:

$$D = L\varphi t.$$

Поглощённая Д. измеряется в системе СИ в *греях* (Гр), 1 Гр равен энергии в 1 Дж, поглощённой массой в 1 кг. На практике распространена внесистемная единица Д.— *рад*, 1 рад=10^{-2} Дж/кг=10^{-2} Гр.

Экспозиционная доза — мера ионизац. действия эл.-магн. излучения в воздухе. Она определяется как отношение суммарного заряда всех ионов одного знака ΣQ, созданных в воздухе вторичными частицами (электронами и позитронами, образующимися в элементарном объёме при полном их торможении), к массе Δm воздуха в этом объёме:

$$D_э = \Sigma Q / \Delta m.$$

Экспозиц. Д. пропорц. керме (сумме нач. кинетич. энергии всех вторичных заряж. частиц на единицу массы воздуха).

Экспозиц. Д. в СИ измеряется в Кл/кг, $D_э$=1 Кл/кг соответствует тому, что электроны и позитроны, освобождённые в 1 кг атм. воздуха в первичных актах поглощения и рассеяния фотонов, образуют при полном торможении в воздухе ионы с ΣQ=1 Кл. В условиях электронного равновесия при $D_э$=1 Кл/кг ионы с ΣQ=1 Кл образуются в 1 кг воздуха. На этом основано измерение экспозиц. Д.

Распространённой внесистемной единицей экспозиц. Д. является *рентген* (Р); 1 Р=$2{,}58 \cdot 10^{-4}$ Кл/кг. Это соответствует образованию $2{,}08 \cdot 10^9$ пар ионов в 1 см³ воздуха (при 0 °С и 760 мм рт. ст.). На создание такого кол-ва ионов необходимо затратить энергию 0,114 эрг/см³=88 эрг/г. Т. о., 88 эрг/г — энергетич. эквивалент 1 Р. Зная атомный состав вещества, ср. *энергию ионизации* и энергетич. спектр излучения, по величине экспозиц. Д. можно рассчитать поглощённую Д. рентг. и γ-излучений в любом веществе.

Относительная биологическая эффективность. Поглощение энергии излучения является первопричиной последующих процессов, к-рые в конечном итоге приводят к наблюдаемым физ.-хим. изменениям вещества. При облучении живых организмов, в частности человека, могут возникать биол. неблагоприятные последствия, к-рые определяют т. н. уровень радиационной опасности.

Для данного вида излучения радиац. индуцированные эффекты во мн. случаях оказываются пропорц. поглощённой энергии излучения. Это позволяет считать поглощённую Д. их мерой. Однако при одной и той же поглощённой Д. в тканях живого организма биол. эффект оказывается различным для разных видов излучения. Напр., нек-рые виды биол. реакций для

быстрых нейтронов проявляются в 10 раз сильнее, чем для рентг. излучения. Т. о., знание поглощённой Д. недостаточно для оценки радиац.-индуцированного эффекта. Биол. эффекты, индуцируемые любым видом ионизирующего излучения, принято сравнивать с биол. эффектами, возникающими в поле рентг. излучения с граничной энергией фотонов $\mathcal{E}=250$ кэВ, принимаемого за образцовое. Это сравнение определяет понятие относительной биол. эффективности:

$$\text{ОБЭ} = \frac{D_0}{D_x},$$

где D_x — Д. данного вида излучения, D_0 — Д. образцового излучения, при к-ром наблюдаемый биол. эффект такой же.

Для оценки степени радиац. опасности при хронич. облучении вместо ОБЭ используют т. н. коэф. качества излучения k. Он показывает, во сколько раз радиац. опасность в случае хронич. облучения человека (при сравнительно малых Д.) для данного вида излучения выше, чем в случае образцового излучения при одинаковой поглощённой Д. Коэф. качества является регламентированной величиной ОБЭ, устанавливаемой на основании медико-биол. данных. Для эл.-магн. излучения $k=1$, для тепловых нейтронов $k=3$, для нейтронов с энергией $\mathcal{E}=0{,}5$ МэВ $k=10$, а для $\mathcal{E}=5$ МэВ $k=7$. На основании зависимости ОБЭ от ЛПЭ устанавливаются значения k для разл. диапазонов ЛПЭ (табл. 1).

Таблица 1. —**Значения k, рекомендованные Национальной комиссией по радиационной защите в зависимости от L**

Вид излучения	$L_{ср}$ в воде, КэВ/мкм	Ср. уд. ионизация в воде, число пар ионов/мкм	k
Эл.-магн. излучение	$\leqslant 3{,}5$	$\leqslant 100$	1
Электроны, позитроны	»	»	»
Тяжёлые ионизирующие частицы	3,5—7,0	100—200	1—2
	7,0—23	200—650	2—5
	23—53	650—1500	5—10
	53—175	1500—5000	10—20

Для интерполяции значений k можно пользоваться ф-лой: $k=0{,}8+0{,}16\ L$.

Эквивалентная доза. Мерой ожидаемой радиац. опасности при облучении живых организмов служит эквивалентная Д.:

$$H = kD.$$

Единицей эквивалентной Д. в СИ наз. зиверт (Зв), 1 Зв = =1 Дж/кг. В практике распространена внесистемная единица — бэр, 1 бэр $=10^{-2}$ Зв.

Естеств. фон ионизирующего излучения (космич. лучи, радиоактивность почвы, воды, воздуха и т. д.) создаёт в среднем мощность эквивалентной Д. 0,125 сЗв в год. Эквивалентная Д. $H>4$ Зв, полученная в короткое время при тотальном облучении тела, может привести к смертельному исходу (если не принимать спец. медицинских мер). Однако такая же эквивалентная Д., полученная человеком равномерно в течение всей его жизни, не приводит к видимым изменениям в состоянии здоровья. Мощность эквивалентной Д. 5 сЗв в год считается допустимой при профессиональном облучении в течение 50 лет без опасности как для здоровья самого человека, так и для последующих поколений. Эквивалентные Д., применяемые в терапевтич. целях при местном облучении отд. органов или тканей, могут составлять десятки Зв.

При облучении организма отд. органы и ткани вносят разл. вклад в ожидаемый биол. эффект на уровне всего организма; для одной и той же ср. поглощённой Д. в поле одного и того же излучения радиобиол. эффект оказывается зависящим от распределения Д. по органам и тканям. В этом случае мерой неблагоприятных последствий облучения может служить эфф. эквивалентная Д.:

$$H_э = \sum_i W_i H_i,$$

где H_i — эквивалентная Д. в i-м органе или ткани; W_i — коэф., определяющий вклад данного органа или ткани в неблагоприятные последствия для организма при его равномерном облучении: $\sum W_i=1$ (табл. 2).

Таблица 2. —**Значения W_i для различных органов и тканей, рекомендованные Международной комиссией по радиологической защите**

Ткань или орган	W_i	Ткань или орган	W_i
Гонады	0,25	Щитовидная железа	0,03
Молочная железа	0,15	Поверхностная, костная ткани	0,03
Красный костный мозг	0,12	Остальные	0,30
Лёгкие	0,12		

Коллективные дозы. На практике возникает необходимость оценивать меру воздействия и меру ожидаемого эффекта при облучении больших групп людей на популяционном уровне. Для этих целей применяют коллективные (поглощённую и эквивалентную) Д. Коллективная Д. за интервал времени от t_1 до t_2:

$$D_S = \int_{t_1}^{t_2} \mathcal{P}_S(t)\,dt,$$

$$\mathcal{P}_S(t) = n_0 \int_0^\infty f(\mathcal{P}_t)\,\mathcal{P}_t\,d\mathcal{P}_t, \qquad (2)$$

где $f(\mathcal{P}_t)$ — распределения облучаемых лиц по мощности Д. в момент времени t, n_0 — полное число облучаемых людей. Т. к. $f(\mathcal{P}_t)$ зависит от времени, то коллективная Д. учитывает как общее число облучённых лиц, так и динамику индивидуальных Д. Ф-ла (2) определяет либо коллективную поглощённую, либо коллективную эквивалентную Д. в зависимости от того, какой смысл придаётся $\mathcal{P}_t$.

Разновидностью коллективной Д. является т. н. ожидаемая (парциальная) Д. D_S^k, к-рую можно ожидать за бесконечно большое время в результате к.-л. конкретного события (напр., ядерной аварии). При наличии неск. событий полная ожидаемая Д. равна сумме парциальных. Ожидаемая Д.:

$$D_S^k = \int_0^\infty \mathcal{P}_S^k(t)\,dt,$$

где $\mathcal{P}_S^k(t)$ — парциальная коллективная мощность Д. в момент t. Коллективная Д. выражается в человеко-Гр, коллективная эквивалентная Д.— в человеко-Зв.

Профессиональная доза — эквивалентная Д., сформированная в конкретном органе или живой ткани в течение 50 лет с момента однократного поступления внутрь организма радиоакт. вещества (50 лет соответствуют продолжительности трудовой деятельности):

$$D_{50} = \int_{t_0}^{t_0+50} \mathcal{P}_э(t)\,dt.$$

Здесь $\mathcal{P}_э$ — мощность эквивалентной Д. в момент времени поступления радиоактивности в организм. Изменение $\mathcal{P}_э(t)$ во времени должно учитывать как скорость распада радиоакт. вещества, так и скорость его биол. выведения из организма (измеряется в Зв).

Лит.: Иванов В. И., Курс дозиметрии, 4 изд., М., 1988; Нормы радиационной безопасности НРБ-76 и ОСП-72, 80, 2 изд., М., 1981; Иванов В. И., Машкович В. П., Центер Э. М., Международная система единиц (СИ) в атомной науке и технике, М., 1981; Радиационные величины и единицы. Доклад 33 МКРЕ, пер. с англ., под ред. И. Б. Кеирим-Маркуса, М., 1985. *В. И. Иванов.*

ДОЗВУКОВО́Е ТЕЧЕ́НИЕ газа — течение, при к-ром во всей рассматриваемой области скорость движения среды v меньше местной скорости распространения звука a. Если во всём поле течения $v \gg a$, то при описании течения можно пренебречь сжимаемостью среды, т. е. изменением её плотности. Если же местная скорость может достигать величин, близких к скорости звука, среду уже нельзя рассматривать как несжимаемую. Скорости газовых течений обычно характеризуют *Маха числом* $M=v/a$, тогда Д. т. определяется условием $M<1$, а *сверхзвуковые течения* — условием $M>1$.

ДОЗИМЕ́ТРИЯ (от греч. dósis — доля, порция и metréō — измеряю) — раздел прикладной ядерной физики, в к-ром рассматриваются физ. величины, характеризующие распределение *ионизирующего излучения* (его поле) и его взаимодействие с веществом, к-рые могут быть сопоставлены с величиной радиац.-индуцированного эффекта в веществе. Такое сопоставление необходимо как для предсказания последствий облучения в объектах живой и неживой природы, так и для исследования процессов, к-рые приводят к этим последствиям. Упомянутые физ. величины наз. дозиметрическими.

Процессы взаимодействия протекают по-разному для разл. видов излучений и зависят от состава облучаемого вещества, но во всех случаях происходит преобразование энергии излучения в др. виды энергии в актах взаимодействия с ядрами, электронами, атомами и молекулами вещества. В результате часть энергии излучения поглощается веществом. Поглощённая энергия — первопричина всех последующих процессов, к-рые в конечном итоге проявляются в виде наблюдаемого радиац.-индуцированного эффекта (нагрев тела, изменение физ.-хим. свойств, биол. изменения в живом организме и т. п.). Доза излучения, равная поглощённой энергии в ед. массы вещества, и связанные с ней величины — распределение дозы в пространстве (дозные поля) и во времени, относительная биол. эффективность излучения и т. п. (см. *Доза*) — служат мерой воздействия на облучаемый объект.

Первоначально Д. развивалась в связи с необходимостью обеспечения радиац. безопасности человека, однако в дальнейшем она приобрела важное значение в физ., хим. и радиобиол. исследованиях, а также в радиационной технологии и охране природной среды (контроль радиац. полей и рассеянных радионуклидов естеств. и искусств. происхождения). Дозиметрич. контроль окружающей среды и связанные с ним прогнозы радиац. обстановки требуют создания оптимизированных дозиметрич. систем.

Экспериментальные методы Д. основаны на методах регистрации ионизирующих излучений (см. *Детекторы*). Отклик дозиметрич. детектора должен быть однозначно связан с измеряемой дозиметрич. величиной. Все методы Д. сводятся в обобщённый принцип, согласно к-рому отклик R измерит. дозиметрич. системы, состоящей из неск. детекторов, может быть выражен ф-лой:

$$R=\sum_{ik}\int_{B}^{\infty} n_{ik}(\mathcal{E})\,\mathcal{E}^m\,d\mathcal{E}. \qquad (*)$$

Здесь $n_{ik}(\mathcal{E})$ — плотность распределения вторичных ионизирующих частиц типа i в k-м детекторе, теряющих энергию в пределах от $\mathcal{E}$ до $\mathcal{E}+\Delta\mathcal{E}$, B — ниж. порог регистрации энергетич. потерь; $m=0,1,2,\ldots$ В зависимости от вида измеряемой величины методы Д. можно классифицировать по моментам энергетич. потерь по ф-ле (*) (m — порядок момента, см. *Моменты* случайной величины). Так, при $m=0$ (нулевой момент) отклик детектора пропорционален числу вторичных частиц, теряющих энергию ($>B$); при $m=1$ (первый момент) отклик пропорционален поглощённой энергии вторичных частиц с энергетич. потерями $>B$. При $B=0$ и $m=1$ отклик пропорционален общей поглощённой энергии в детекторе.

Раздел Д., связанный с определением эквивалентной дозы, учитывающей коэф. качества излучения, наз. эквидозиметрией. В *микродозиметрии* учитываются стохастич. природа взаимодействия излучения с веществом и обусловленные этим флуктуации поглощённой энергии.

Лит.: Иванов В. И., Курс дозиметрии, 4 изд., М., 1988; Иванов В. И., Лысцов В. Н., Основы микродозиметрии, М., 1979; Кеирим-Маркус И. Б., Эквидозиметрия, М., 1980. *В. И. Иванов.*

ДО́ЛЬНЫЕ ЕДИНИ́ЦЫ — составляют определ. часть (долю) от установленной единицы физ. величины. В СИ приняты след. приставки для образования наименований Д. е.:

Дольность	Приставка	Обозначения: междунар.	Обозначения: рус.	Дольность	Приставка	Обозначения: междунар.	Обозначения: рус.
10^{-1}	деци	d	д	10^{-9}	нано	n	н
10^{-2}	санти	c	с	10^{-12}	пико	p	п
10^{-3}	милли	m	м	10^{-15}	фемто	f	ф
10^{-6}	микро	μ	мк	10^{-18}	атто	a	а

Примеры: 1пФ (пикофарада) $=10^{-12}$ Ф (фарад), 1 нм (нанометр) $=10^{-9}$ м, 1 мВ (милливольт) $=10^{-3}$ В (вольт). Единицы, образованные с помощью множителя 10^n, наз. *кратными единицами*.

ДОМЕ́ННАЯ СТЕ́НКА (доменная граница магнитных доменов) — переходный слой от одного *домена* с однородной намагниченностью $\boldsymbol{M}_1$ к др. домену с однородной намагниченностью $\boldsymbol{M}_2$ (см. *Магнитная доменная структура*). Толщина Д. с. δ_0 определяется конкуренцией неоднородного *обменного взаимодействия* (стремящегося увеличить δ_0) и *магнитной анизотропии* (уменьшающей δ_0): $\delta_0 \sim (A/K)^{1/2}$, где A и K — константы обменной энергии и энергии анизотропии.

У типичных ферромагн. материалов обменная энергия значительно превосходит энергию маги. анизотропии и δ_0 составляет десятки и сотни межатомных расстояний. Д. с. обладает поверхностной энергией $\sigma \sim (AK)^{1/2}$.

Число Д. с. в ферромагн. образце зависит от доменной структуры кристалла в осн. состоянии, в конечном счёте,— от числа эквивалентных *осей лёгкого намагничивания*. В простейшем случае одноосных кристаллов (с одной осью лёгкого намагничивания) вектор намагниченности $\boldsymbol{M}_i$ вдали от Д. с. ориентирован вдоль этой оси (оси анизотропии), но направлен в соседних доменах взаимно противоположно. Домены с противоположным направлением вектора $\boldsymbol{M}_i$ разделены т. н. 180°-ной Д. с. (см. *Блоха стенка*). В кубич. и гексагональных кристаллах могут реализоваться 90°- и 60°-ные Д. с. Они разделяют домены с ориентацией $\boldsymbol{M}_i$ вдоль рёбер куба и вдоль осей второго порядка в гексагональном кристалле.

При заданной ориентации намагниченности вдали от Д. с. распределение вектора $\boldsymbol{M}_i$ внутри Д. с. может быть различным, поэтому Д. с. классифицируют ещё по распределению намагниченности внутри стенки.

Д. с., в к-рых изменение направления вектора $\boldsymbol{M}_i$ происходит путём его вращения в плоскости границ, наз. блоховскими Д. с. [Ф. Блох (F. Bloch, 1932)]. Д. с., в к-рых изменение направления $\boldsymbol{M}_i$ осуществля-

ется в плоскости, перпендикулярной Д. с., наз. неелевскими Д. с. [Л. Неель (L. Néel, 1944); см. *Нееля стенка*]. Толщина и поверхностная энергия блоховских и неелевских Д. с. различны за счёт магн. *диполь-дипольного взаимодействия*.

В общем случае Д. с. в одноосном кристалле вращение намагниченности происходит в плоскости, проходящей через ось анизотропии и пересекающей Д. с. под произвольным углом. За центр Д. с. выбирают плоскость, в к-рой вектор $\boldsymbol{M}_i$ перпендикулярен оси анизотропии. Вращение вектора намагниченности в Д. с. может происходить по или против часовой стрелки (т. е. существуют правовращающие и левовращающие Д. с.). Сочленение Д. с. с разл. направлением вращения происходит по блоховским линиям (БЛ; см. *Блоха линия*). При переходе через БЛ по центру Д. с. направление намагниченности изменяется на половину оборота (на угол $\pm\pi$). Сочленение разных БЛ происходит в блоховской точке (БТ; см. *Блоха точка*). Блоховские линии и точки определяют структуру Д. с.

Д. с., БЛ и БТ характеризуют топологически устойчивые типы распределения намагниченности в окрестности соответствующих плоскостей, линий и точек кристалла. Переход от этих неоднородных распределений к однородному требует затраты энергии, пропорциональной соответственно объёму, поверхности или линейному размеру тела. По этой причине Д. с. не могут обрываться внутри тела. Они либо рассекают образец по нек-рой поверхности, либо образуют цилиндрич. поверхность перем. сечения, выходящую торцами на поверхность образца (см., напр., *Цилиндрические магнитные домены*), либо образуют замкнутую поверхность внутри тела. В ряде ферромагн. материалов (напр., в плёнках определ. толщины) реализуются Д. с. смешанной блоховско-неелевской структуры (т. н. стенки с поперечными связями).

В средах с многоподрешёточной *магнитной атомной структурой* (см. *Подрешётки магнитные*, *Антиферромагнетизм*) Д. с. классифицируют не только по граничным условиям, типу распределения вектора намагниченности, но и по типам распределения векторов антиферромагнетизма.

Лит.: Хуберт А., Теория доменных стенок в упорядоченных средах, пер. с нем., М., 1977. *В. Г. Барьяхтар.*

ДОМЕ́ННОЙ СТЕ́НКИ ДИНА́МИКА — поступательное или колебательное движение *доменной стенки* (ДС) в магнитоупорядоченном веществе с *магнитной доменной структурой* [в ферромагнетиках (ФМ), ферримагнетиках (ФРМ) и слабых ферромагнетиках (СФМ)], возникающее под действием приложенного постоянного, импульсного либо переменного по знаку магн. поля. Часто рассматривают поле, параллельное *намагниченности* в одном из смежных *доменов*. Причиной движения ДС является нарушение равновесия магн. доменной структуры, возникающее при включении и изменении во времени внеш. магн. поля. Домены, магн. моменты в к-рых оказываются энергетически в более выгодном положении, стремятся увеличить свой объём за счёт доменов, магн. моменты в к-рых имеют менее выгодное направление в магн. поле. Смещение ДС происходит путём вращения магн. моментов в стенке. Д. с. д. определяет один из механизмов *перемагничивания* магнитоупорядоченных веществ, а также частотную зависимость *магнитной восприимчивости*.

Скорость поступательного движения ДС определяется балансом изменения энергии магн. моментов во внеш. магн. поле и энергии диссипации, связанной с процессами релаксации магн. моментов (спинов) в движущейся ДС, а также с вихревыми токами, индуцированными движением ДС в проводящем магнетике. Релаксация магн. моментов осуществляется посредством взаимодействия меняющих ориентацию магн. моментов между собой (магнон-магнонное рассеяние) и с колебаниями кристаллич. решётки (магнон-фононное рассеяние), а также благодаря рассеянию спиновых волн на *дефектах*, примесях и др. несовершенствах структуры магн. кристалла. В отличие от релаксации однородной спиновой подсистемы, ДС имеет ещё один канал диссипации энергии, связанный с наличием дополнит. ветви спиновых волн — изгибных колебаний ДС. В результате прямых и многоступенчатых процессов спиновой релаксации при движении ДС энергия, выделяемая благодаря перемагничиванию образца, передаётся в конечном итоге в фононную подсистему кристалла, т. е. превращается в теплоту.

Первые экспериментальные исследования Д. с. д. проводились К. Сикстусом и Л. Тонксом (K. J. Sixtus, L. Tonks, 1931) в ферромагнитных проволоках из сплава Fe—Ni. Начало теоретич. исследований Д. с. д. было положено работой Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшица (1935), в к-рой проводился анализ Д. с. д. на основе ур-ний движения магн. момента с учётом релаксац. процессов. Дальнейший прогресс в изучении Д. с. д. связан с исследованиями монокристаллич. ФМ (с нач. 50-х гг. 20 в.), затем тонких металлич. плёнок (с 60-х гг.) и монокристаллич. плёнок *магнитных диэлектриков* (с нач. 70-х гг.). В 80-х гг. значит. успехов достигла теория, рассматривающая Д. с. д. как динамику магн. *солитона* — нелинейной уединённой волны намагниченности.

Исследования Д. с. д. основываются на измерении потока магн. индукции, меняющегося при движении ДС в образце; на *Фарадея эффекте* (в прозрачных магн. материалах) или магнитооптич. *Керра эффекте* (в непрозрачных материалах). Для определения динамич. параметров ДС используют частотную зависимость амплитуды колебаний ДС в перем. магн. поле. Прямое определение зависимости скорости движения изолированной ДС от величины приложенного магн. поля проводится по времени пробега ДС между двумя катушками индуктивности (метод Сикстуса и Тонкса). Применяется также магнитооптич. модификация этого метода, основанная на измерении времени пробега ДС между двумя коллимированными лучами плоскополяризованного света. Для исследования Д. с. д. используют также визуальные методы стробоскопич. наблюдения доменной структуры, а также высокоскоростную фотографию.

Сила, вызывающая движение ДС, определяется разностью плотностей энергий граничащих доменов во внеш. поле $\boldsymbol{B}$ и равна $\boldsymbol{F}_B=\boldsymbol{B}(\boldsymbol{M}_+-\boldsymbol{M}_-)S$, где $\boldsymbol{M}_+$ и $\boldsymbol{M}_-$ — магн. моменты в соседних доменах, S — площадь плоской ДС. Сила, действующая на единицу площади ДС (магн. давление P_B), в случае (180°-ной ДС) равна $P_B=F_B/S=2M_SB$, где $M_S=|M_+|=|M_-|$ — намагниченность насыщения. Магн. давление стремится сместить ДС в сторону домена с большей плотностью энергии. Если не учитывать изгибов ДС, то ДС можно охарактеризовать эфф. массой и рассматривать Д. с. д. при не слишком больших скоростях как динамику материальной точки. Дифференц. ур-ние движения материальной точки применительно к ДС имеет вид:

$$m\ddot{x}=-\beta\dot{x}-kx+P_B \qquad (1)$$

(ДС смещается вдоль оси x, её нач. положение равновесия при $P_B=0$ соответствует $x=0$). В ур-нии (1) m — масса единицы поверхности ДС [понятие «масса ДС» было введено В. Дёрингом (W. Döring, 1948)]; $-\beta\dot{x}$ — сила торможения (трения), β — параметр вязкого затухания; $-kx$ — квазиупругая сила, обусловленная изменением энергии образца при небольшом смещении ДС из нач. положения равновесия. Квазиупругая сила может быть обусловлена полями размагничивания в образце конечных размеров, наличием градиента пост. магн. поля, взаимодействием ДС с дефектами структуры магнетика, инородными включениями и др. магн. неоднородностями.

Если ДС смещается с почти пост. скоростью $v=\dot{x}$, то инерц. членом $m\ddot{x}$ в (1) можно пренебречь. Тогда при малой величине квазиупругой возвращающей силы ($k|x| \ll P_B$) ур-ние движения принимает вид: $\beta v = P_B$.

Экспериментально установлено, что обычно ДС остаётся неподвижной, пока внеш. поле не достигает значения $B \geqslant B_C$. Величину B_C наз. коэрцитивностью ДС, она может быть меньше 0,1 мТл в монокристаллич. плёнках ферритов-гранатов (при комнатной темп-ре) и достигает неск. мТл в плёнках *интерметаллических соединений*. С учётом коэрцитивности движение 180°-ной ДС описывается ур-нием $\beta v = 2M_S \times (B - B_C)$, и скорость движения $v = 2(M_S/\beta)(B - B_C) = \eta_W (B - B_C)$. Величину $\eta_W = 2M_S/\beta$ наз. подвижностью ДС. С увеличением B (при $B > B_C$) скорость ДС растёт сначала линейно (рис. 1), а затем становится нелинейной (рис. 2).

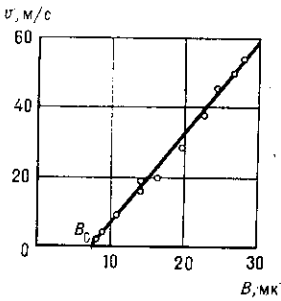


Рис. 1. Зависимость скорости движения доменной стенки от внешнего магнитного поля в монокристалле $Ni_{0,75}Fe_{2,25}O_4$ [Дж. Голт (J. Golt), 1954].

Для феноменологич. описания процессов спиновой релаксации в ур-ние движения магн. момента вводят дополнит. слагаемые, учитывающие затухание его прецессии.

В 1935 Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшиц впервые предложили ур-ние, описывающее динамику магн. момента при движении ДС:

$$\frac{d\boldsymbol{M}}{dt} = -|\gamma|\left\{[\boldsymbol{M}\boldsymbol{B}_{эф}] - \lambda\left[\boldsymbol{B}_{эф} - (\boldsymbol{B}_{эф}\boldsymbol{M})\,\boldsymbol{M}/\boldsymbol{M}_S^2\right]\right\}, \quad (2)$$

Здесь γ — *магнитомеханическое отношение*, λ — положит. постоянная, имеющая одинаковую с M размерность. Первый член в круглых скобках описывает однородную прецессию вектора $\boldsymbol{M}$ вокруг эфф. магн. поля $\boldsymbol{B}_{эф}$, второй член — момент сил, к-рый стремится уменьшить до нуля угол между $\boldsymbol{M}$ и $\boldsymbol{B}_{эф}$ (см. *Ландау—Лифшица уравнение*).

Другой широко используемой формой записи ур-ния движения вектора $\boldsymbol{M}$ является ур-ние Гильберта (Th. Gilbert, 1955):

$$\frac{d\boldsymbol{M}}{dt} = -|\gamma|\left[\boldsymbol{M}\left(\boldsymbol{B}_{эф} - \frac{\alpha}{|\gamma|M_S}\frac{d\boldsymbol{M}}{dt}\right)\right]. \quad (3)$$

Оно идентично (2), если ввести безразмерный коэф. $\alpha = \lambda/M_S$ и в разложении (2) по малому параметру α ($\lambda \ll M_S$) пренебречь членами с α^2. В ур-ниях (2) и (3) действующее на магн. момент $\boldsymbol{M}$ эфф. поле $\boldsymbol{B}_{эф}$ включает внеш. магн. поле, поле размагничивания, поле магн. анизотропии и обменное поле. $\boldsymbol{B}_{эф}$ может быть определено варьированием *термодинамического потенциала* Φ магнетика по M, т. е. $\boldsymbol{B}_{эф} = -\delta\Phi/\delta M$.

Для описания Д. с. д. в многоподрешёточных ферримагнетиках и антиферромагнетиках используются аналогичные ур-ния для каждой подрешётки. Д. с. д. в ферримагнетиках можно описывать и одним ур-нием типа (2) или (3), если путём введения эфф. магн. параметров $\gamma_{эф}$ и $\alpha_{эф}$ учесть их многоподрешёточную магн. структуру.

Расчёт на основе ур-ния (3) показывает, что в ФМ с одной осью лёгкого намагничивания нач. подвижность определяется толщиной стенки Δ, значениями γ и α: $\eta_W = |\gamma|\Delta/\alpha$. В зависимости от состава и толщины образцов в интерметаллич. сплавах η_W изменяется от 10^3 до 10^6 м/(с·Тл), в магн. диэлектриках типа ферритов-гранатов — от 10^4 до 10^6 м/(с·Тл).

Большое влияние на подвижность ДС магн. материалов оказывает наличие в кристаллич. решётке редкоземельных ионов. Эти ионы характеризуются сильной спин-орбитальной связью, обусловливающей взаимодействие магн. моментов ионов с решёткой. Из-за большой величины этого взаимодействия возрастает интенсивность прямых процессов спиновой релаксации, связанных с рассеянием спиновых волн на колебаниях решётки (магнон-фононных процессов рассеяния), что снижает подвижность ДС.

На нач. участке зависимости $v(B)$ стационарное движение ДС в пост. магн. поле (в неогранич. среде) представляет собой трансляц. смещение с пост. скоростью без изменения структуры ДС. Изменение скорости на этом участке движения (выз., напр., изменением магн. поля) приводит к динамич. перестройке структуры ДС и изменению её энергии $\mathcal{E}(v)$. Это изменение энергии обусловливает инерц. свойства ДС при нестационарном движении, т. е. её массу m ($mv = d\mathcal{E}/dv$). В частности, масса единицы площади *Блоха стенки* одноосного ФМ $m_{Бс} = 2/(\mu_0\gamma^2\Delta)$, где μ_0 — *магнитная постоянная* (массы ДС в ФМ и ФРМ составляют 10^{-8}—10^{-9} кг/м^2).

Структура стационарно движущейся ДС в одноосном ФМ характеризуется наличием пост. плоскости разворота магн. моментов, образующих ДС, к-рая составляет с плоскостью исходной ДС угол φ, зависящий от скорости v. Увеличение скорости приводит к возрастанию энергии ДС из-за роста полей размагничивания, обусловленных выходом магн. моментов из плоскости ДС. При этом возрастает также масса ДС.

Стационарное поступательное движение ДС в пост. магн. поле имеет предельную скорость v_W, выше к-рой движение ДС становится неустойчивым [Л. Уокер (L. R. Walker, 1953), опубликовано Дж. Диллоном (J. F. Dillon, 1963)]. Существование в ФМ предельной (уокеровской) скорости v_W связано с конечной величиной угла выхода вектора $\boldsymbol{M}$ из её плоскости, при к-ром скорость вращения спинов в ДС максимальна.

Время прохождения стенкой расстояния, равного её толщине Δ, соответствует времени *прецессии* магн. моментов, образующих ДС. Время прецессии $\tau_W = (\gamma B_W)^{-1}$, где $B_W = \mu_0 M_S/2$ — поле размагничивания, к-рое возникает при выходе магн. моментов из плоскости ДС. Т. о., $v_W \sim \Delta/\tau_W$. Предельная скорость v_W в одноосном ФМ

$$v_W = |\gamma|\,\mu_0 M_S (A/K)^{1/2}\left[1 + \left(1 + \mu_0 M_S^2/2K\right)^{1/2}\right]^{-1},$$

где K — постоянная одноосной анизотропии. Типичное значение v_W в редкоземельных ферритах-гранатах $\sim 10^2$ м/с. Наличие магнитокристаллич. анизотропии в базисной плоскости кристалла либо пост. магн. поля в плоскости ДС, действие к-рых аналогично действию полей размагничивания в стенке, приводит к увеличению v_W. Так, в материалах с ромбич. анизотропией, напр. в ферритах-гранатах с наведённой анизотропией вдоль оси ⟨110⟩, возможно увеличение v_W до 10^3 м/с. Наряду с критич. скоростью имеется критич. магн. поле $B_{кр}$, выше к-рого возникают колебания стенки,

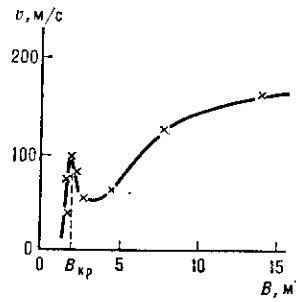


Рис. 2. Зависимость средней скорости доменной стенки от внешнего магнитного поля в плёнке $(GdLu)_3(FeAl)_{4,7}Mn_{0,3}O_{12}$ [Д. Брид и др. (D. J. Breed, F. H. Leew, W. T. Stacy, A. B. Voermans), 1978)]. Ниже $B_{кр}$ зависимость $v(B)$ линейна, при $B > B_{кр}$ нелинейный характер зависимости $v(B)$ связан с неустойчивостью движения доменной стенки.

связанные с прецессией в этом поле магн. моментов, образующих ДС. В одноосном ФМ $B_{кр} = \mu_0 M_S \alpha/2$. При $B > B_{кр}$ дифференц. подвижность $\eta_W = dv/dB$ резко падает (рис. 2).

Феноменологич. рассмотрение Д. с. д. в СФМ (см. *Слабый ферромагнетизм*) основывается на ур-нии движения для вектора антиферромагнетизма $\boldsymbol{L}$, к-рое можно

вывести из ур-ния Ландау — Лифшица (2), приняв во внимание многоподрешёточную структуру СФМ и *Дзялошинского взаимодействие*. Это ур-ние для большинства СФМ обладает формальной инвариантностью относительно *Лоренца преобразований*, в к-рых роль релятивистского предела играет фазовая скорость магнонов c_M на линейном участке их спектра. В большинстве СФМ предельная скорость c_W совпадает со скоростью c_M (В. Г. Барьяхтар с сотрудниками, 1978; М. В. Чёткин, 1978). В иттриевом ортоферрите значение скорости c_W достигает $2\cdot10^4$ м/с.

Движение ДС в СФМ характеризуется не только большими предельными скоростями, но и малой массой на нач. участке движения. Эти особенности характерны для редкоземельных ортоферритов, гематита, бората железа и др. Зависимость скорости движения изолированной ДС в СФМ от магн. поля определяется ф-лой (А. К. Звездин, 1979; В. Г. Барьяхтар с сотрудниками, 1979): $v=\eta_W B[1+(\eta_W B/c_W)^2]^{-1}$, где $\eta_W=(|\gamma|\Delta/\alpha)(d/a)$ — подвижность ДС на нач. участке, d — постоянная анизотропного взаимодействия, обусловливающего слабый ферромагнетизм, a — энергия обменного взаимодействия в АФМ, $c_W=2|\gamma|M_S^{-1}(aA)^{1/2}$ — предельная скорость, A — постоянная неоднородного обменного взаимодействия.

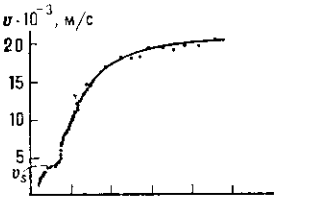


Рис. 3. Зависимость скорости доменной стенки в пластине $YFeO_3$ от магнитного поля (М. В. Чёткин и А. Де ля Кампа, 1978).

В области скоростей ДС, близких к скорости звука v_S, на зависимости $v(B)$ в СФМ наблюдается уменьшение дифференц. подвижности ДС $\eta_W=dv/dB$ из-за взаимодействия ДС с упругими деформациями и роста диссипации в упругой подсистеме (рис. 3).

В *плёнках магнитных* Д. с. д. имеет особенности, связанные с наличием полей рассеяния, создаваемых магн. зарядами на поверхности плёнки. В проводящих магнетиках уменьшение толщины плёнки сопровождается уменьшением затрат энергии на образование вихревых токов, что приводит к возрастанию подвижности ДС. В плёнках ФМ толщиной менее 0,1 мкм (сравнимых с толщиной ДС) структура ДС зависит от толщины. С уменьшением толщины плёнки существование блоховских стенок становится энергетически менее выгодным, чем *Нееля стенок*. Перестройка структуры ДС влияет на её подвижность и массу. Масса стенки Блоха возрастает с уменьшением толщины плёнки, достигая максимума в области перехода блоховской ДС к стенке со структурой, переходной от блоховской к неелевской (т. н. стенке с поперечными связями).

В плёнках одноосных ФРМ с большим фактором качества Q [$Q=2K/(\mu_0 M_S^2)\gg1$] и «открытой» доменной структурой (без замыкающих магн. доменов) предельная скорость ниже уокеровской скорости v_W. Это связывают с наличием неоднородных по толщине плёнки полей рассеяния, перпендикулярных плоскости стенки. Поля рассеяния изменяют внутр. структуру ДС, образуя «скрученную» блоховскую стенку. Согласно модели Дж. Слонзуски (J. C. Slonczewski, 1972), неустойчивость движения в такой стенке, возникающая при $v=v_{кр}<v_W$, обусловлена генерацией и движением поперёк стенки горизонтальных блоховских линий (БЛ).

Горизонтальные БЛ зарождаются в ДС вблизи поверхности плёнки в местах, где поле размагничивания, создаваемое магн. зарядами на поверхности плёнки в доменах, и поле размагничивания, возникающее из-за макс. выхода магн. моментов из плоскости ДС, компенсируют друг друга. Движение БЛ поперёк ДС от одной поверхности плёнки к другой начинается тогда, когда действие составляющей гироскопич. силы $F_г$, параллельной ДС, позволяет преодолеть потенц. барьер ($F_г=2\Phi_0 M_S v/\gamma$, где Φ_0 — угол разворота намагниченности в БЛ). Существование барьера обусловлено увеличением энергии БЛ при смещении её поперёк ДС. Условие $F_г=\partial\mathcal{E}_{БЛ}/\partial y$ (где y — смещение БЛ, $\mathcal{E}_{БЛ}(y)$ — энергия БЛ) определяет критич. скорость $v_{кр}$ движения ДС, при к-рой происходит генерация горизонтальной БЛ. Критич. скорость $v_{кр}<v_W$ и зависит от толщины плёнки b. При уменьшении b скорость $v_{кр}$ возрастает, и при $b\sim(A/2\pi M_S^2)^{1/2}$ она сравнивается с уокеровской скоростью v_W. Гироскопич. сила всегда направлена перпендикулярно скорости БЛ в заданной точке и зависит от величины и направления разворота полного угла образующих БЛ магн. моментов в середине ДС. Движение БЛ поперёк ДС приводит к возникновению составляющей гироскопич. силы, тормозящей ДС. После исчезновения БЛ скорость ДС резко возрастает. Циклич. генерация, продвижение и исчезновение БЛ

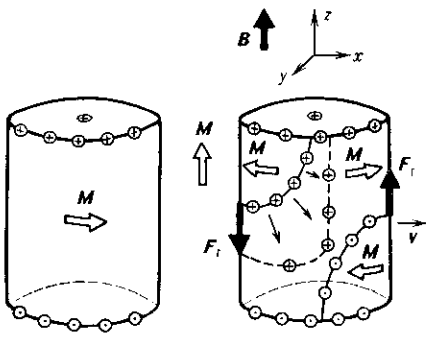


Рис. 4. Схема возникновения линий Блоха в движущемся цилиндрическом магнитном домене (ЦМД). *а* — Начальное состояние ЦМД, в кружках показано направление магнитных моментов на краях ЦМД. *б* — Возникновение и искривление горизонтальных линий Блоха; в кружках показаны направления магнитных моментов в центре линий Блоха, жирными стрелками указаны направления гироскопических сил, вызывающих движение блоховских линий вдоль образующей ЦМД и рождение вертикальных блоховских линий.

при $v>v_{кр}$ сопровождаются периодич. изменением скорости ДС. В среднем подвижность ДС уменьшается.

При движении изогнутой ДС, напр. в движущемся цилиндрич. магн. домене (ЦМД), из-за различия скоростей движения отд. частей ДС генерируемая в ней горизонтальная БЛ изгибается (рис. 4), что является причиной возникновения вертикальной БЛ (перпендикулярной поверхности плёнки), когда горизонтальный участок БЛ достигает поверхности плёнки. Наличие вертикальных БЛ в стенке ЦМД приводит к боковому сносу его при движении в градиенте поля смещения, если гироскопич. силы, действующие на него со стороны вертикальных БЛ, не скомпенсированы.

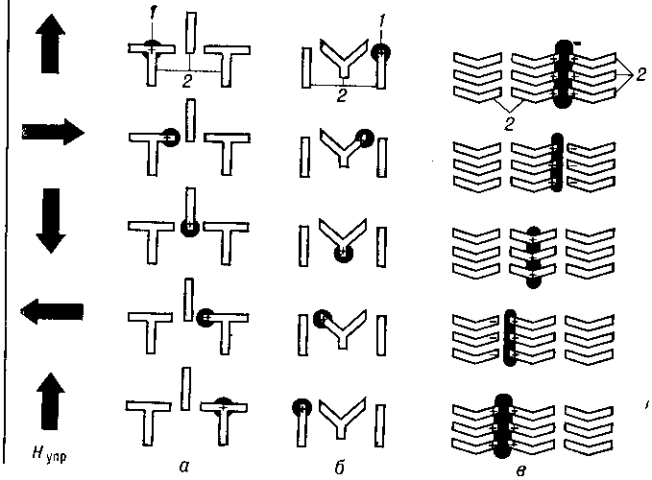
ДС с большим числом блоховских линий (т. н. «жёсткая» ДС) обладает сниженной подвижностью. На Д. с. д. оказывает влияние состояние поверхности плёнки. В частности, ионная имплантация плёнки либо покрытие поверхности плёнки пермаллоем подавляют генерацию БЛ в движущемся ЦМД.

Лит.: Хуберт А., Теория доменных стенок в упорядоченных средах, пер. с нем., М., 1977; Малоземов А., Слонзуски Дж., Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами, пер. с англ., М., 1982; О'Делл Т., Ферромагнитодинамика, пер. с англ., М., 1983; Барьяхтар В. Г., Иванов Б. А., Чёткин М. В., Динамика доменных границ в слабых ферромагнетиках, «УФН», 1985, т. 146, с. 417.

А. Ф. Попков.

ДОМЕНОПРОДВИГА́ЮЩАЯ СТРУКТУ́РА (ДПС) — устройство, служащее для продвижения *цилиндрических магнитных доменов* (ЦМД) вдоль поверхности плёнки ЦМД-материала. Применяется в запоминающих устройствах на ЦМД. Существуют пермаллоевые ДПС, представляющие совокупность пермаллоевых элементов (аппликаций) определённой анизотропной формы, расположенных периодическим образом на поверхности плёнки ЦМД-материала и помещённых во вращающееся магн. поле $\boldsymbol{H}$, приложенное в плоскости плёнки (рис.). Используются системы аппликаций и др. кон-

фигураций. В поле H аппликации частично намагничиваются, создавая в плоскости ЦМД-плёнки неоднородные магнитостатич. поля рассеяния. С этими полями связаны локальные минимумы потенц. энергии ЦМД-плёнки (магн. ловушки), в области к-рых удерживаются ЦМД. Из-за анизотропной формы аппликаций и вращения H магн. ловушки продвигаются вдоль ДПС, увлекая за собой ЦМД.



Схемы перемещения цилиндрических магнитных доменов (*1*) на пермаллоевых аппликациях (*2*) Т—I-образного (*а*), Y—I-образного (*б*) и шевронного (асимметричные шевроны) (*в*) профилей; H — управляющее (вращающееся) магнитное поле.

Известны также ионноимплантированные ДПС и ДПС с токовым управлением.

Осуществляя ионную имплантацию так, чтобы на поверхности ЦМД-плёнки остались неимплантированные участки, напр. в форме перекрывающихся дисков, получают ДПС, в к-рой ЦМД локализуется на границе имплантированной и неимплантированной областей и передвигается вдоль этой границы под действием вращающегося плоскостного магн. поля (ионноимплантированные ДПС).

Примером ДПС с токовым управлением может служить структура из одной-двух проводящих плёнок, нанесённых на ЦМД-плёнку и имеющих овальные отверстия. При пропускании перем. тока по таким плёнкам возникают силы, перемещающие ЦМД вдоль поверхности ЦМД-плёнки.

Лит.: О'Делл Т., Магнитные домены высокой подвижности, пер. с англ., М., 1978; Раев В. К., Ходенков Г. Е., Цилиндрические магнитные домены в элементах вычислительной техники, М., 1981; Эшенфельдер А., Физика и техника цилиндрических магнитных доменов, пер. с англ., М., 1983.

Б. Н. Филиппов.

ДОМЕ́НЫ В КРИСТАЛЛАХ (от франц. domaine — владение) — области кристалла с однородной атомно-кристаллич. или магн. структурами закономерным образом повёрнутыми или (и) сдвинутыми относительно друг друга. Напр., повёрнутые относительно друг друга кристаллич. Д. являются компонентами двойников (см. *Двойникование*); Д., структуры к-рых лишь сдвинуты относительно друг друга, наз. антифазными.

Образование доменов связано с фазовым переходом кристалла в состояние с более низкой симметрией. При этом возможно возникновение неск. физически эквивалентных вариантов менее симметричной структуры, по-разному ориентированных или (и) сдвинутых относительно структуры исходной фазы. Структуры разл. Д. связаны между собой операциями симметрии, соответствующими элементам симметрии, утраченным при фазовом переходе (см. *Симметрия кристаллов*).

Менее симметричная фаза является более упорядоченной, чем исходная высокосимметричная, и Д. различаются направлением вектора η (или тензора), описывающего порядок в несимметричной фазе (параметр порядка). Напр., при ферромагн. переходе таким вектором является вектор спонтанной намагниченности (или магн. момент) M, при сегнетоэлектрич. переходе — спонтанная поляризация $\mathcal{P}$ при деформационных переходах — тензор спонтанной деформации (см. *Домены упругие*). Если в исходном кристалле имеется только одна возможная кристаллографич. ось, вдоль к-рой может располагаться вектор η, то симметричная фаза с $\eta=0$ может перейти в два эквивалентных состояния с $\pm\eta$ (рис. 1), к-рые, сосуществуя в одном кристалле, образуют Д. с взаимно противоположным направлением вектора η (180°-ные Д.).

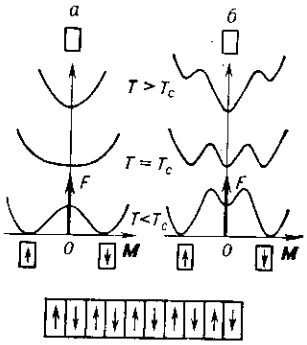


Рис. 1. Зависимость свободной энергии F однородного кристалла от параметра порядка $\eta=M$ и ниже темп-ры фазового перехода T_c первого (*а*) и второго (*б*) рода; два минимума, соответствуют состояниям с взаимно противоположным направлением M.

Напр., при фазовом переходе тетрагонального парамагнетика в ферромагнетик с одной осью спонтанной намагниченности кристаллич. структура не меняется, а магн. симметрия понижается; возможны 2 противоположных направления намагниченности M. Существуют, т. о., ферромагн. Д. с противоположными направлениями намагниченности. При ферромагн. переходе из кубич. фазы понижается не только магнитная, но и атомно-кристаллич. симметрия. Если спонтанная намагниченность направлена вдоль оси 4-го порядка, то существуют Д. с 6 разл. направлениями спонтанной намагниченности. Анализ с помощью теории групп позволяет определить все возможные виды Д. при любом фазовом переходе.

Граница домена представляет собой область, в к-рой происходит постепенный переход от структуры одного Д. к структуре соседнего. Толщина её определяется конкуренцией двух факторов: с одной стороны, любое промежуточное состояние между состояниями стабильных Д. имеет повышенную энергию; поэтому переходный слой должен был бы иметь мин. толщину. С др. стороны, резкие изменения структуры энергетически невыгодны. Характерная толщина доменной границы (*доменной стенки*) зависит от типа фазового перехода: она составляет, напр., сотни и тысячи межатомных расстояний в случае ферромагн. Д. и равна лишь неск. межатомным расстояниям для Д., отличающихся атомно-кристаллич. структурой. Энергетич. характеристикой равновесных доменных границ является их поверхностная энергия σ, к-рая заключена в интервале от единиц до сотен эрг/см^2.

Доменная структура (набор, размеры, форма и взаимное расположение Д.) отражает особенности развития фазового перехода в реальном кристалле, в частности независимое начало перехода из разных точек кристалла. В общем случае структура является неравновесной и имеет нерегулярный характер. Но если образование новой фазы сопровождается появлением дальнодействующих полей, возможно формирование равновесной доменной структуры, отвечающей минимуму энергии кристалла. Появление спонтанной намагниченности или поляризации сопровождается возникновением магн. и электрич. поля. Их источники — магн. полюсы или связанные электрич. заряды — расположены на

поверхности, ограничивающей область однородной упорядоченной фазы. Если новая кристаллич. фаза находится в контакте со старой, то на их границе возникают источники упругих напряжений. Магн., электрич. или упругие поля распространяются на весь объём, занимаемый однородной фазой. Их энергия $\mathcal{E}$ пропорциональна объёму V фазы: $\mathcal{E}=\Phi eV$, где e — плотность энергии поля, пропорц. квадрату спонтанной намагниченности, поляризации или деформации, Φ — коэф., зависящий от формы области (размагничивающий фактор или деполяризующий множитель). Разбиение однородной фазы на Д. приводит к чередованию знакопеременных источников. Интерференция полей ослабляет или уничтожает результирующее поле на расстоянии,

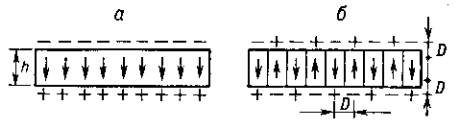


Рис. 2.

превышающем расстояние между ближайшими источниками противоположного знака. Поле сосредоточивается в приграничном слое, и его энергия снижается до величины $\mathcal{E}=\Phi eDS$, где S — площадь граничной поверхности, D — толщина приграничного слоя, примерно равная толщине Д.

На рис. 2, *а*, представлено поле плоскопараллельной пластины, протяжённость к-рой во много раз больше её толщины h. Дальнодействующее поле однородно и сосредоточено внутри пластины. В результате разбиения пластины на Д. поле в пластине исчезает, за исключением приповерхностного слоя толщиной D (рис. 2, *б*), равной расстоянию между источниками разного знака, т. е. примерно толщине Д. При образовании Д. энергия поля уменьшается по сравнению с однородным монодоменным состоянием в h/D раз. Уменьшение энергии дальнодействующего поля при преобразовании его в приграничное короткодействующее и есть термодинамич. причина разбиения кристалла на Д.

Чем меньше Д., тем меньше протяжённость и энергия короткодействующего поля, но тем больше число доменных границ в единице объёма. Конкуренция энергии короткодействующего поля и поверхностной энергии доменных границ приводит к установлению равновесного размера Д. D_0. Для пластины $D_0\approx (\sigma h/e)^{1/2}$. При достаточно малых размерах области упорядоченной фазы h разбиение на Д. энергетически невыгодно и равновесным является монодоменное состояние.

Схема плоскопараллельных Д. реализуется в пластине в случае одноосных ферромагнетиков или сегнетоэлектриков, она также типична для упругих Д. В общем случае доменная структура может включать в себя Д. мн. типов (см. *Магнитная доменная структура*).

Действие внешних полей. Во внеш. поле Д. становятся энергетически неэквивалентными: более благоприятно ориентированные относительно внеш. поля Д. «растут» за счёт менее энергетически выгодных. Это приводит к возникновению внутр. поля, компенсирующего действие внеш. поля. Устанавливается новая доменная структура, соответствующая данному значению внеш. поля. При нек-ром значении внеш. однородного поля тело переходит в монодоменное состояние. Эволюция доменной структуры во внеш. поле лежит в основе изменения намагниченности или электрич. поляризации под действием магн. или электрич. поля, а деформац. поведение *сегнетоэластиков* определяется развитием их доменной структуры в неоднородных полях механич. напряжений (в однородном поле для нестеснённого кристалла равновесным является монодоменное состояние).

Кинетика образования доменной структуры и её изменения во внеш. полях определяется подвижностью доменных границ, а также процессами зарождения новых Д. Взаимодействие доменных границ с периодич. полем кристаллич. решётки, с дефектами и неоднородностями кристалла, а также с др. доменными границами приводит к «трению», к-рое испытывают границы при своём перемещении. Это трение проявляется в необратимости изменения доменной структуры во внеш. полях — между изменением суммарной намагниченности, поляризации или деформации, наблюдаемых при увеличении поля, и изменением тех же величин, но при уменьшении поля. Наблюдается г и с т е р е з и с, зависящий от темп-ры, скорости изменения поля, примесей и дефектности материала (см. *Гистерезис магнитный*, *Гистерезис сегнетоэлектрический*, *Гистерезис упругий*).

Лит.: Л а н д а у Л. Д., Л и ф ш и ц Е. М., К теории дисперсной магнитной проницаемости ферромагнитных тел [1935], в кн.: Л а н д а у Л. Д., Собр. трудов, т. 1, М., 1969; и х ж е, Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Р о й т б у р д А. Л., Теория формирования гетерофазной структуры при фазовых превращениях в твердом состоянии, «УФН», 1974, т. 113, с. 69; Х у б е р т А., Теория доменных стенок в упорядоченных средах, пер. с нем., М., 1977.

А. Л. Ройтбурд, А. П. Леванюк.

ДОМЕ́НЫ АКУСТОЭЛЕКТРИ́ЧЕСКИЕ — см. *Акустоэлектрические домены.*

ДОМЕ́НЫ АНТИФЕРРОМАГНИ́ТНЫЕ — см. *Антиферромагнитные домены.*

ДОМЕ́НЫ ГА́ННА — области полупроводника с разным уд. электрич. сопротивлением и разной напряжённостью электрич. поля, к-рые образуются в первоначально однородном полупроводнике с S-образной вольт-амперной характеристикой в достаточно сильном внеш. электрич. поле (см. *Ганна эффект*).

ДОМЕ́НЫ УПРУ́ГИЕ — области с разл. спонтанной, или собственной, деформацией, возникающие в твёрдой фазе при её образовании внутри или на поверхности другой твёрдой фазы. Наблюдаются при мартенситном превращении, упорядочении твёрдых растворов, механич. двойниковании. Собств. деформация является характеристикой макроскопич. изменения кристаллич. решётки при превращении. Если на поверхности контакта двух кристаллич. фаз возникает или сохраняется сопряжённость (связность) кристаллич. решёток, то вследствие разницы собств. деформаций фаз эта поверхность является источником внутр. напряжений, к-рые распространяются на расстояния, сопоставимые с протяжённостью поверхности контакта (дальнодействующее поле). Эти напряжения существенно меньше, если по крайней мере одна из фаз представляет собой конгломерат доменов с разл. собств. деформацией.

Д. у. могут быть различно ориентированные варианты одной и той же фазы, имеющей более низкую симметрию, чем исходная фаза, а также области разл. фаз. Собств. деформации доменов одной фазы связаны между собой операциями симметрии исходной фазы — домены являются двойниками и по плоскости двойникования граничат без взаимного искажения (рис. 1, *а*). Если новая фаза представляет собой чередование плоскопараллельных доменов (рис. 1, *б*) (доменные границы параллельны плоскости двойникования), то межфазная граница состоит из чередующихся участков сжатия и растяжения, необходимых для сопряжения решётки исходной фазы с решётками того или иного домена. При определённой относит. толщине доменов интерференция полей напряжения от чередующихся участков межфазной границы приводит к исчезновению дальнодействующего упругого поля, за исключением искажений, сосредоточенных в приграничном слое (рис. 1, *в*). Толщина этого слоя примерно равна периоду доменной структуры, а упругая энергия тем меньше, чем меньше период. Но с уменьшением периода растут число доменных границ и их суммарная энергия. Конкуренция этих факторов определяет оптимальный период $d=(eH/\gamma)^{1/2}$, где $e\approx G\varepsilon^2$ — плотность упру-

гой энергии в приграничном слое (G — модуль сдвига, ε — собств. деформация), γ — энергия доменных границ, H — толщина полидоменной пластины. Реально толщина упругих доменов находится в пределах от долей мкм (в тонких пластинах мартенситных фаз) до мм (в кристаллах сегнетоэластиков).

Полидоменная пластина, состоящая из плоскопараллельных упругих доменов,— стабильный структурный

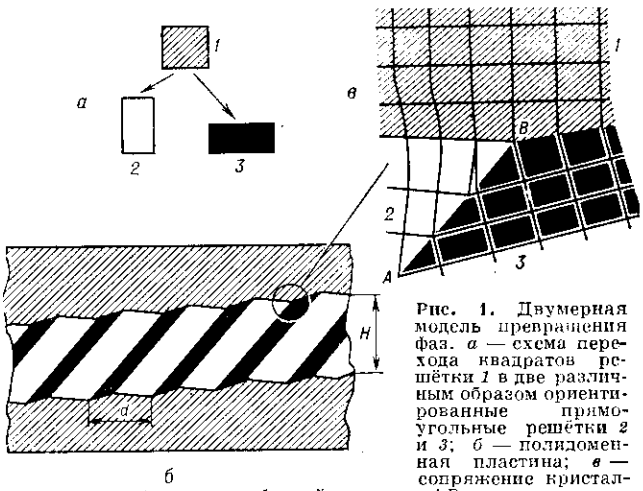


Рис. 1. Двумерная модель превращения фаз. *а* — схема перехода квадратов решётки *1* в две различным образом ориентированные прямоугольные решётки *2* и *3*; *б* — полидоменная пластина; *в* — сопряжение кристаллических решёток на межфазной границе; AB — доменная граница — плоскость двойникования.

элемент фазы, образующейся в контакте с другой фазой. Равновесная доменная структура пластины зависит от внеш. нагрузок. Под действием внеш. механич. напряжений один из доменов становится энергетически более выгодным, чем другой, и доменные границы смещаются, увеличивая долю более выгодного домена. Это приводит к декомпенсации источников напряжения



Рис. 2. Фотография полидоменных пластин в $NbTe_2$; видны напряжения на границах пластин.

на межфазной границе: возникают дальнодействующие поля внутр. напряжений, гасящие внеш. поле внутри полидоменной пластины. При достаточно больших внеш. напряжениях полидоменная пластина переходит в монодоменную. При снятии напряжения полидоменная структура восстанавливается. Если подвижность доменных границ достаточно велика, такое изменение структуры под нагрузкой происходит почти обратимо и материал обнаруживает «сверхупругие» свойства, поскольку смещение доменных границ приводит к дополнит. деформации.

Д. у. могут быть и области, последовательно сдвинутые друг относительно друга (трансляц. домены). Доменные границы в этом случае могут отсутствовать или быть образованы дефектами упаковки, а ослабление или уничтожение дальнодействующего поля межфазной границы происходит вследствие образования на границе дислокационного ряда, компенсирующего это поле.

Независимо от того, состоит ли полидоменная область из доменов одной фазы или разл. фаз, в термодинамич. отношении она представляет собой в целом единую фазу, обладающую дополнит. внутр. параметрами, отражающими наличие доменной структуры.

Лит.: Ройтбурд А. Л., О доменной структуре кристаллов, образующихся в твердой фазе, «ФТТ», 1968, т. 10, с. 3619; его же, Теория формирования гетерофазной структуры при фазовых превращениях в твёрдом состоянии, «УФН», 1974, т. 113, с. 69; Хачатурян А. Г., Теория фазовых превращений и структура твердых растворов, М., 1974.

А. Л. Ройтбурд.

ДОМЕ́НЫ ФЕРРОМАГНИ́ТНЫЕ — см. *Ферромагнитные домены.*

ДО́ННОЕ СОПРОТИВЛЕ́НИЕ — часть *аэродинамического сопротивления*, обусловленная понижением среднего давления $p_д$ на донной торцевой поверхности летящего тела по сравнению с давлением в атмосфере p_∞, господствующим на высоте полёта. Разрежение, возникающее на донной поверхности ($p_д<p_\infty$), приводит к появлению силы Д. с. $X_д=(p_\infty-p_д)S_д$, действующей против направления скорости тела ($S_д$ — площадь проекции донной поверхности на направление, нормальное к оси тела).

Возникновение Д. с. объясняется необратимым превращением части кинетич. энергии тела в теплоту при образовании за дном тела *отрывного течения* и вихрей, а в сверхзвуковом потоке — ещё и хвостовых *ударных волн*. Обтекающий летящее тело наружный поток, оторвавшись от поверхности тела, интенсивно перемешивается с воздухом, находящимся в застойной зоне за дном тела, увлекая и отсасывая часть воздуха из застойной зоны, и в ней возникает разрежение (рис.). Отсасывающее действие наружного потока зависит от толщины *пограничного слоя* на боковой поверхности тела перед его донным срезом: чем толще пограничный слой, тем слабее отсасывание, тем выше $p_д$ и тем меньше Д. с. Донное давление $p_д$ и, следовательно, величина Д. с. зависят также от формы головной и гл. обр. кормовой частей тела, от скорости полёта и (в меньшей степени) от угла атаки.

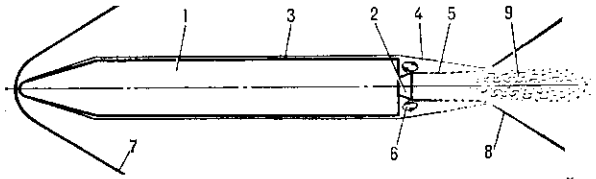


Схема течения в донной области ракеты при сверхзвуковой скорости полёта на малой высоте. *1* — корпус ракеты; *2* — сопло двигателя; *3* — пограничный слой на корпусе; *4* — слой смешения с внешним потоком, отсасывание; *5* — слой смешения со струёй, отсасывание; *6* — циркуляционное течение (вихри); *7* — головная ударная волна; *8* — хвостовая ударная волна; *9* — след за телом.

Д. с. артиллерийских снарядов, корпусов ракет, фюзеляжей самолётов, спускаемых в атмосфере космич. летат. аппаратов и боевых частей ракет может составлять значит. часть полного аэродинамич. сопротивления, достигающую 70% его при трансзвуковых скоростях полёта хорошо обтекаемых тел. При расположении на дне тела или вблизи донного среза сопел двигательных установок ракет струи, вытекающие из сопел, усиливают отсасывание воздуха и Д. с. возрастает. Теоретич. предельная величина Д. с. (максимальная) отвечает возникновению полного вакуума на дне тела ($p_д=0$).

На большой высоте полёта струи двигателей, сильно расширяясь, взаимодействуют с внеш. потоком вблизи днища, образуется возвратное течение в сторону днища ракеты и донное давление повышается, поэтому на большой высоте Д. с. уменьшается и может даже стать отрицательным (при $p_д>p_\infty$).

Безразмерный коэф. Д. с. $c_{xд}=X_д/q_\infty S$, где $q_\infty=\rho_\infty v_\infty^2/2$, ρ_∞ — плотность атмосферы на высоте полёта, v_∞ — скорость тела, S — площадь его миделевого

сечения, зависит от подобия критериев — *Маха числа* M и *Рейнольдса числа* Re.

Наряду с широким применением эксперим. методов определения Д. с. успешно развиваются расчётно-теоретич. модели течения в донной области, основанные на решении полных *Навье — Стокса уравнений*. Разработаны эффективные численные методы расчёта на ЭВМ течений в донной области разл. тел, пригодные в нек-ром ограниченном диапазоне изменения M и Re.

Лит.: Краснов Н. Ф., Аэродинамика тел вращения, 2 изд., М., 1964. *С. Л. Вишневецкий.*

ДОНОРНАЯ ПРИМЕСЬ — примесь в *полупроводнике*, ионизация к-рой приводит к переходу электрона в зону проводимости или на уровень *акцепторной примеси*. Типичный пример Д. п.— примеси элементов V группы (P, As, Sb, Bi) в элементарных полупроводниках IV группы — Ge и Si. В сложных полупроводниках роль Д. п. могут играть атомы электроположит. элементов (Cu, Zn, Cd, Hg и др.), избыточные по отношению к составу, соответствующему стехиометрич. ф-ле полупроводника.

Введение Д. п. сообщает полупроводнику электронную проводимость, поскольку ионизация Д. п. приводит к появлению электронов в зоне проводимости, что описывается как переход электрона в зону проводимости с донорного уровня, расположенного в запрещённой зоне. Д. п. характеризуется энергией, необходимой для такого перехода (энергией ионизации $\mathcal{E}_i$). Д. п. с энергией ионизации порядка тепловой энергии kT (мелкие примеси) описывается водородоподобной моделью. Учёт диэлектрич. свойств полупроводника (характеризуемых его *диэлектрической проницаемостью* ε) и отличие эфф. массы m^* электронов проводимости от массы свободных электронов m_0 приводит к тому, что энергия ионизации Д. п. оказывается в $\varepsilon^2 m_0/m^*$ раз меньше энергии ионизации атома водорода ($\sim$10 эВ). При $m^* \sim 0{,}1\ m_0$, $\varepsilon \sim 10$ $\mathcal{E}_i \sim 10^{-3}\ \mathcal{E}_{ат} \sim 10$ мэВ.

Лит.: Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г., Физика полупроводников, М., 1977. *Э. М. Эпштейн.*

ДОПЛЕРА ЭФФЕКТ — изменение частоты колебаний ω или длины волны λ, воспринимаемой наблюдателем при движении источника колебаний и наблюдателя друг относительно друга. Возникновение Д. э. проще всего объяснить на след. примере. Пусть неподвижный источник испускает последовательность импульсов с расстоянием между соседними импульсами (пространств. периодом) λ_0, к-рые распространяются в однородной среде с пост. скоростью v, не испытывая никаких искажений (т. е. в линейной среде без дисперсии). Тогда неподвижный наблюдатель будет принимать последовательные импульсы через временной промежуток $T_0=\lambda_0/v$. Если же источник движется в сторону наблюдателя со скоростью V, малой по сравнению со скоростью света в вакууме c ($V \ll c$), то соседние импульсы оказываются разделёнными меньшим промежутком времени $T=\lambda/v$, где $\lambda=\lambda_0-VT_0$. Если вместо импульсов рассматривать соседние максимумы поля в непрерывной гармонич. волне, то при Д. э. частота этой волны $\omega=2\pi/T$, воспринимаемая наблюдателем, будет больше частоты $\omega_0=2\pi/T_0$, испускаемой источником:

$$\omega = \frac{\omega_0}{1-V/v}. \qquad (1)$$

При удалении источника от наблюдателя принимаемая частота уменьшается, что описывается той же ф-лой (1), но с изменённым в ней знаком скорости V.

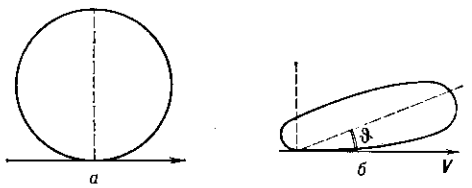
Для движений с произвольными по направлению скоростями в однородной среде Д. э. зависит от угла ϑ между скоростью $\boldsymbol{V}$ и волновым вектором $\boldsymbol{k}$ волны, принимаемой наблюдателем. При наличии дисперсии и (или) анизотропии среды важно учитывать, что в ф-лу (1) входит не групповая, а фазовая скорость волнового возмущения. Для движения со скоростями V, сравнимыми со скоростью света в вакууме, следует, кроме того, принять во внимание эффект релятивистского замедления времени (см. *Относительности теория*), описываемый фактором $\gamma=(1-\beta^2)^{-1/2}$, где $\beta=V/c$. В результате ф-ла Д. э. примет вид:

$$\omega = \frac{\omega_0}{\gamma\left(1-\frac{V}{v}\cos\vartheta\right)}. \qquad (2)$$

Т. о., Д. э. имеет чисто кинематич. происхождение. С точки зрения теории относительности, Д. э. для плоских однородных волн вида $A\exp i\Phi = A\exp i(\omega t - \boldsymbol{kr})$ есть следствие инвариантности 4-скаляра (фазы) Φ при релятивистских преобразованиях координат и времени (т. е. компонент 4-вектора $\{\boldsymbol{r}, ct\}$). Др. словами, волновой вектор $\boldsymbol{k}$ и частота ω ведут себя как компоненты единого 4-вектора $\{\boldsymbol{k}, \omega/c\}$, что позволяет рассматривать Д. э. (преобразование частоты) и изменение направления $\boldsymbol{k}$ (релятивистские аберрации) как две стороны одного и того же явления.

Соотношение (2) позволяет выяснить все основные физ. проявления Д. э. При $\vartheta=0$ или π наблюдается продольный Д. э., когда источник движется прямо на наблюдателя или от него и изменение частоты максимально. При $\vartheta=\pi/2$ имеет место поперечный Д. э., к-рый связан с чисто релятивистским эффектом замедления времени и не имеет никакой волновой специфики (в частности, не зависит от фазовой скорости волн v).

В средах с дисперсией волн может возникнуть сложный Д. э. При этом фазовая скорость зависит от частоты: $v=v(\omega)$, и соотношение (2) становится ур-нием относительно ω, к-рое может допускать неск. действит. решений для заданных ω_0 и v, т. е. под одним и тем же углом от монохроматич. источника в точку наблюдения могут приходить неск. волн с разл. частотами. Появление сложного Д. э. означает, что вследствие релятивистских аберраций две плоские волны, испущенные движущимся источником под разными углами, воспринимаются наблюдателем под одним и тем же углом.



Диаграммы направленностей покоящегося (*а*) и движущегося (*б*) диполей.

Отмеченную выше взаимосвязь между Д. э. и релятивистскими аберрациями можно наглядно пояснить, сравнив диаграммы направленности излучения одного и того же источника, напр. элементарного электрич. диполя, в разл. условиях. На рис. *а* показана диаграмма направленности покоящегося относительно наблюдателя диполя в вакууме (в плоскости диполя). При движении диполя вследствие релятивистских аберраций излучаемая энергия перераспределяется из задней в переднюю полусферу, и если дипольный момент $\boldsymbol{p} \| \boldsymbol{V}$, диаграмма направленности приобретает вид, изображённый на рис. *б* (т. н. релятивистский «эффект прожектора», с к-рым связаны, в частности, осн. особенности синхротронного излучения).

Дополнит. особенности возникают при движении источника со скоростью $V>v$, когда на поверхности конуса углов, удовлетворяющих условию $\cos\vartheta_0 = v/V$, знаменатель в ф-ле (2) обращается в нуль, а доплеровская частота ω неограниченно возрастает,— имеет место т. н. аномальный Д. э. При аномальном Д. э. частота растёт с увеличением угла ϑ, тогда как при нормальном Д. э. (в т. ч. в случае $V>v$ вне конуса $\cos\vartheta_0=v/V$) под бо́льшими углами ϑ излучаются меньшие частоты. Излучение внутри указанного конуса (соответствующего конусу Маха в газовой динамике или черенковскому конусу в электродина-

мике), где имеет место аномальный Д. э., сопровождается не затуханием, как при нормальном Д. э., а наоборот, усилением колебаний излучателя. В результате, если излучение на аномальных доплеровских частотах превалирует, возможна раскачка излучателя (осциллятора) за счёт энергии его поступат. движения. С аномальным Д. э. связаны, в частности, генерация волн на поверхности жидкости за счёт раскачки колебаний тела, буксируемого на упругой нити с достаточно большой скоростью, самовозбуждение колебаний в нек-рых электронных приборах и ряд др. движений в автоколебат. системах (см. *Автоколебания*). С квантовой точки зрения, аномальный Д. э. соответствует излучению фотона с одноврем. переходом осциллятора на более высокий энергетич. уровень.

Асимметрия Д. э. относительно движения источника и наблюдателя следует из того, что фазовая скорость v, входящая в ур-ние (2), вообще говоря, различна в движущейся и неподвижной среде; распространение звука по ветру идёт быстрее, чем против ветра, свет частично увлекается движущейся диэлектрич. средой и т. п. Др. словами, величина Д. э. определяется величиной и направлением скорости как источника, так и приёмника относительно среды, в к-рой распространяются волны. Исключение составляет случай эл.-магн. волн в вакууме, когда, согласно осн. постулату теории относительности, $v=c$ во всех системах отсчёта и Д. э. полностью определяется относит. скоростью источника и приёмника.

Разновидностью Д. э. является т. н. двойной Д. э.— смещение частоты волн при отражении их от движущихся тел, поскольку отражающий объект можно рассматривать сначала как приёмник, а затем как переизлучатель волн. Если ω_0 и v_0 — частота и скорость падающей на плоскую границу волны, то частоты ω_i вторичных (отражённых и прошедших) волн, распространяющихся со скоростями v_i, оказываются равными:

$$\omega_i = \omega_0 \frac{1-\frac{V}{v_0}\cos\vartheta_0}{1-\frac{V}{v_i}\cos\vartheta_i}, \qquad (3)$$

где $\vartheta_{0,i}$ — углы между волновым вектором соответствующей волны и нормальной составляющей скорости V движения отражающей поверхности. Ф-ла (3) справедлива и в том случае, когда отражение происходит от движущейся границы изменения состояния макроскопически неподвижной среды (напр., волны ионизации в газе). Из неё следует, в частности, что при отражении от границы, движущейся навстречу волне, частота повышается, причём эффект тем больше, чем ближе скорость границы и скорость распространения отражённой волны друг к другу.

В случае нестационарных сред (когда параметры среды меняются во времени) изменение частоты может происходить даже для неподвижного излучателя и приёмника — т. н. параметрический Д. э.

Д. э. назван в честь К. Доплера (Ch. Doppler), к-рый впервые теоретически обосновал его в акустике и оптике (1842). Первое эксперим. подтверждение Д. э. в акустике относится к 1845. Уточнения, необходимые для наблюдения Д. э. в оптике, были сделаны А. Физо (A. Fiseau, 1848), к-рый рассмотрел, в частности, доплеровское смещение спектральных линий, обнаруженное позднее (1867) в спектрах нек-рых звёзд и туманностей. Поперечный Д. э. был обнаружен Г. Айвсом (H. Ives) и Д. Стилуэллом (D. Stilwell, 1938). Обобщение Д. э. на случай нестационарных сред принадлежит В. А. Михельсону (1899), на возможность сложного Д. э. в средах с дисперсией и аномального Д. э. при $V>v$ впервые указали В. Л. Гинзбург и И. М. Франк (1942).

Д. э. позволяет измерять скорость движения источников излучения или рассеивающих волны объектов и находит широкое практич. применение. Так, в астрофизике Д. э. используется для определения скорости движения звёзд, а также скорости вращения небесных тел. Измерения доплеровского смещения линий в спектрах излучения удалённых галактик привели к выводу о расширяющейся Вселенной (см. *Красное смещение*). В спектроскопии доплеровское уширение линий излучения атомов и ионов даёт способ измерения их темп-ры. В радио- и гидролокации Д. э. используется для измерения скорости движущихся целей, а также при синтезе апертуры (см. *Антенна*).

Лит.: Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976; Угаров В. А., Специальная теория относительности, 2 изд., М., 1977; Франкфурт У. И., Френк А. М., Оптика движущихся тел, М., 1972; Гинзбург В. Л., Теоретическая физика и астрофизика. Дополнительные главы, 2 изд., М., 1981; Франк И. М., Эйнштейн и оптика, «УФН», 1979, т. 129, с. 685.

М. А. Миллер, Ю. М. Сорокин, Н. С. Степанов.

ДОПЛЕРО́Н — слабозатухающая эл.-магн. волна в металлах, возникновение к-рой обусловлено доплер-сдвинутым *циклотронным резонансом*. Существование Д. связано с фермиевским вырождением электронного газа (электронной плазмы) и является характерной особенностью *металлов*. В этом состоит принципиальное отличие Д. от *геликонов*, циклотронных и *альфвеновских волн*, к-рые возбуждаются также и в невырожденной *плазме* — газовой или полупроводниковой (см. *Плазма твёрдых тел*).

Период доплеронных колебаний в металлич. пластине зависит от напряжённости пост. магн. поля $\boldsymbol{H}$, в к-рое помещена пластина. Их амплитуда обычно возрастает, начиная от ниж. порогового поля $\boldsymbol{H}_m$, достигает максимума, а затем падает при верх. пороге $\boldsymbol{H}_M$. Д. наблюдается только в одной из круговых поляризаций (см. *Поляризация волн*). В *щелочных металлах* Д. имеет узкую область существования по $\boldsymbol{H}$: величины $\boldsymbol{H}_m$ и $\boldsymbol{H}_M$ отличаются примерно лишь на 1%. Д. в этих металлах не наблюдается. В анизотропных, т. н. компенсированных, металлах (в к-рых концентрации электронов проводимости и дырок одинаковы) вклады носителей заряда разных знаков в значит. мере компенсируются, что приводит к существенному расширению интервала полей $\boldsymbol{H}$, в к-ром наблюдается Д. Закон дисперсии и затухание Д., величина амплитуды и её зависимость от поля $\boldsymbol{H}$ сильно зависят от вида *ферми-поверхности* в окрестности её сечения S, на к-ром смещение электронов за циклотронный период является экстремальным. Поэтому Д. позволяют получить значительно больше информации об электронах проводимости, чем геликоны.

Впервые Д. были обнаружены в кадмии [1]. Описание их свойств в различных металлах см. в [2].

Лит.: 1) Фишер Л. М. и др., Доплероны в кадмии, «ЖЭТФ», 1971, т. 60, с. 759; 2) Скобов В. Г., Доплер-сдвинутые циклотронные моды в металлах, в кн.: Платцман Ф., Вольф П., Волны и взаимодействия в плазме твёрдого тела, пер. с англ., М., 1975 [Дополнение].

Э. А. Канер.

ДОПОЛНИ́ТЕЛЬНОСТИ ПРИ́НЦИП — сформулированное Н. Бором (N. Bohr) в 1927 принципиальное положение квантовой механики, согласно к-рому получение эксперим. информации об одних физ. величинах, описывающих микрообъект (элементарную частицу, атом, молекулу), неизбежно связано с потерей информации о нек-рых др. величинах, «дополнительных» к первым (канонически сопряжённых с первыми). Такими взаимно дополнит. величинами являются, напр., координата и импульс частицы. В квантовой механике дополнительным физ. величинам соответствуют *операторы*, не коммутирующие между собой.

С физ. точки зрения, Д. п. часто объясняют (следуя Бору) влиянием измерит. прибора, к-рый всегда является макроскопич. объектом, на состояние микрообъекта. При точном измерении одной из дополнит. величин (напр., координаты частицы) с помощью соответствующего прибора др. величина (импульс) в результате взаимодействия частицы с прибором претер-

чевает полностью неконтролируемое изменение. Такое толкование Д. п. подтверждается анализом простейших экспериментов (напр., измерение координаты частицы с помощью микроскопа), однако, с более общей точки зрения, оно наталкивается на возражения философского характера. С позиций совр. квантовой теории измерений роль прибора заключается в «приготовлении» нек-рого состояния квантовой системы. Состояния, в к-рых взаимно дополнит. величины имели бы одновременно точно определённые значения, принципиально невозможны, причём если одна из таких величин точно определена, то значения другой полностью неопределённы. Т. о., фактически Д. п. отражает объективные свойства квантовых систем, не связанные с существованием наблюдателя, проводящего эксперимент. Пример взаимно дополнит. описаний состояния микрообъекта — пространственно-временная и импульсно-энергетич. картины.

Д. п. сыграл важную роль в становлении квантовой механики. *Д. В. Гальцов.*

ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЕ ЦВЕТА — два таких цвета, к-рые при их оптич. смешении (сложении) образуют цвет, воспринимаемый нормальным человеческим глазом как белый. Таковы, напр., цвета: сине-зелёный (490 нм) и красный (660 нм); оранжевый (600 нм) и синий (490 нм). Д. ц. могут быть как чисто спектральные, так и цвета излучений сложного состава. Часть спектральных цветов лежащая примерно в интервале 570—494 нм, не имеет Д. ц. Понятие «Д. ц.» не является чётко определённым, т. к. цвета излучений, воспринимаемые как «белые», могут изменяться в зависимости от условий наблюдения.

ДРЕЙФ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ — относительно медленное направленное перемещение заряж. частиц под действием разл. причин, налагающееся на их осн. движение (закономерное или беспорядочное). Напр., электрич. ток в к.-л. среде (металлы, газы, полупроводники, электролиты) происходит под действием сил электрич. поля и обычно накладывается на тепловое (беспорядочное) движение частиц. Тепловое движение не образует макроскопич. потока, даже если средняя скорость $\bar{v}$ этого движения гораздо больше скорости дрейфа $v_д$. Отношение $v_д/\bar{v}$ характеризует степень направленности движения заряж. частиц и зависит от рода среды, рода заряженных частиц и интенсивности факторов, вызывающих дрейф. Д. з. ч. может возникать и при неравномерном распределении концентрации заряженных частиц (*диффузия*), при неравномерном распределении скоростей заряженных частиц (*термодиффузия*).

Дрейф заряженных частиц в плазме. Для плазмы, обычно находящейся в магн. поле, характерен Д. з. ч. в скрещенных магнитном и к.-л. другом (электрич., гравитационном) полях. Заряж. частица, находящаяся в однородном магн. поле при отсутствии др. сил, описывает т. н. ларморовскую окружность с радиусом $r_H=v/\omega_H=mcv/ZeH$. Здесь H — напряжённость магн. поля, e, m и v — заряд, масса и скорость частицы, $\omega_H=ZeH/mc$ — ларморовская (циклотронная) частота. Магн. поле считается практически однородным, если оно мало меняется на расстоянии порядка r_H. При наличии к.-л. внеш. сил F (электрич. гравитац., градиентных) на быстрое ларморовское вращение накладывается плавное смещение орбиты с пост. скоростью в направлении, перпендикулярном к магн. полю, и действующей силе. Скорость дрейфа

$$\boldsymbol{v}_д=\frac{c[\boldsymbol{F}\boldsymbol{H}]}{ZeH^2}. \qquad (1)$$

Т. к. в знаменателе выражения стоит заряд частицы, то, если сила $\boldsymbol{F}$ действует одинаково на ионы и электроны, они будут дрейфовать под действием этой силы в противоположных направлениях (д р е й ф о в ы й т о к). Дрейфовый ток, переносимый частицами данного сорта,

$$\boldsymbol{j}_д=nZe\boldsymbol{v}_д=\frac{nc[\boldsymbol{F}\boldsymbol{H}]}{H^2}.$$

В зависимости от рода сил различают неск. типов Д. з. ч.: электрич., поляризац., гравитац., градиентный. Э л е к т р и ч е с к и м д р е й ф о м наз. Д. з. ч. в однородном постоянном электрич. поле $\boldsymbol{E}$, перпендикулярном магн. полю (скрещенные электрич. и магн. поля). Электрич. поле, действующее в плоскости ларморовской окружности, ускоряет движение частицы в тот полупериод ларморовского вращения, когда она движется в направлении поля, и соответственно замедляет в обратном случае в той же мере. В результате вдоль $\boldsymbol{E}$ частица не смещается, но в направлении, перпендикулярном $\boldsymbol{E}$, возникает разность скоростей $v_{дE}$, т. к. составляющая скорости в одном направлении (на рис. 1 движение вниз) больше составляющей скорости при движении в противоположном направлении (движение вверх). Из-за разных радиусов r_H на разл. участках орбиты траектория частицы не замкнута в направлении, перпендикулярном $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$, т. е. в этом направлении возникает дрейф. В случае электрич. дрейфа $\boldsymbol{F}=Ze\boldsymbol{E}$, отсюда $v_{дE}=c[\boldsymbol{E}\boldsymbol{H}]/H^2$, т. е. скорость электрич. дрейфа не зависит ни от знака и величины заряда, ни от массы частицы и одинакова для ионов и электронов по величине и направлению. Т. о., электрич. Д. з. ч. в магн. поле приводит к движению всей плазмы и не возбуждает дрейфовых токов. Однако такие силы, как сила тяжести, центробежная сила, к-рые в отсутствие магн. поля действуют одинаково на все частицы независимо от их заряда, в магн. поле вызывают не дрейфовое движение плазмы в целом, но, заставляя электроны и ионы дрейфовать в разные стороны, приводят к появлению дрейфовых токов.

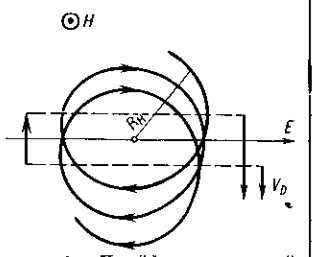


Рис. 1. Дрейф заряженной частицы в скрещенных электрическом и магнитном полях. Магнитное поле, направленное в сторону наблюдателя.

Если частицы испытывают постоянное или медленно меняющееся ускорение, то их движение происходит так, как будто на них действовала сила инерции. При изменении электрич. поля во времени ($\dot{\boldsymbol{E}}\neq 0$) на частицы действует инерционная сила, связанная с изменением (ускорением) электрич. дрейфа $\boldsymbol{F}_E=m\dot{\boldsymbol{v}}_{дE}=mc[\dot{\boldsymbol{E}}\boldsymbol{H}]/H^2$. Используя (1), получим выражение для скорости этого дрейфа, называемого п о л я р и з а ц и о н н ы м, $\boldsymbol{v}_{дp}=mc^2\dot{\boldsymbol{E}}/ZeH^2$. Направление поляризац. Д. з. ч. совпадает с направлением электрич. поля. Скорость поляризац. дрейфа зависит от знака заряда, и это приводит к появлению дрейфового поляризац. тока

$$\boldsymbol{j}_p=nZe\boldsymbol{v}_{дp}=\frac{nmc^2}{H^2}\dot{\boldsymbol{E}}.$$

В скрещенных гравитац. и магн. полях возникает г р а в и т а ц и о н н ы й д р е й ф со скоростью $\boldsymbol{v}_{дG}=mc[\boldsymbol{g}\boldsymbol{H}]/ZeH^2$, где $\boldsymbol{g}$ — ускорение силы тяжести. Т. к. $\boldsymbol{v}_{дG}$ зависит от массы и знака заряда, то возникают дрейфовые токи, приводящие к разделению зарядов в плазме. В результате гравитац. дрейфового движения возникают неустойчивости.

В неоднородном магн. поле могут возникнуть два вида Д. з. ч. в зависимости от направления неоднородности: вдоль и поперёк поля. Поперечная неоднородность магн. поля, заключающаяся в сгущении и разрежении силовых линий (рис. 2), приводит к тому, что радиус орбиты в области сильного поля становится меньше, чем в области слабого. Это равносильно как бы выталкиванию центра ларморовской окружности поперёк силовых линий поля в сторону уменьшения поля

с силой $\boldsymbol{F}_{гр}$, пропорциональной градиенту магн. поля ∇H (т. н. градиентный Д. з. ч.). Если частицу, вращающуюся на ларморовской окружности, рассматривать как «магнитик» с магнитным моментом

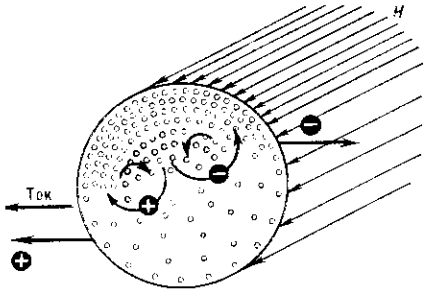


Рис. 2. Градиентный дрейф. Магнитное поле возрастает вверх. Дрейфовый ток направлен влево.

$\mu=mv_\perp^2/2H$, то $\boldsymbol{F}_{гр}=-\mu\nabla H=-mv_\perp^2\nabla H/2H$. Скорость градиентного дрейфа

$$\boldsymbol{v}_{д\,гр}=\frac{mcv_\perp^2\,[\boldsymbol{H}\nabla H]}{2ZeH^3}=\frac{r_H\nabla H}{2H}\,v_\perp.$$

При движении частицы со скоростью $v_\parallel$ вдоль искривлённой силовой линии (рис. 3) с радиусом кривизны R

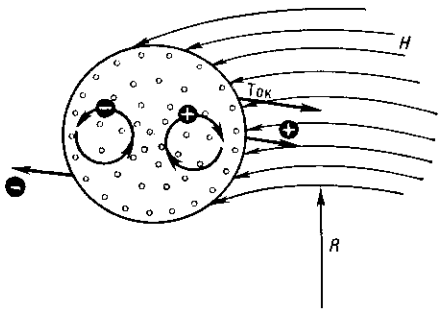


Рис. 3. Центробежный дрейф.

возникает дрейф, обязанный своим происхождению центробежной силе инерции $mv_\parallel^2/R$ (т. н. центробежный дрейф). Скорость

$$\boldsymbol{v}_{дц}=\frac{c}{ZeH^2}\,\frac{[mv_\parallel^2\,\boldsymbol{RH}]}{R^2}=\frac{mcv_\parallel^2}{ZeR^2H^2}\,[\boldsymbol{RH}]=\frac{v_\parallel^2}{R\omega_H}.$$

Скорости градиентного и центробежного Д. з. ч. имеют противоположные направления для ионов и электронов, т. е. возникают дрейфовые токи. Здесь необходимо подчеркнуть, что рассматриваемые дрейфы есть именно смещения центров ларморовских окружностей (мало отличающихся от смещений самих частиц) за счёт сил, перпендикулярных магн. полю. Для системы частиц (плазмы) такое различие существенно. Напр., если плотность и темп-ра частиц не зависят от координат, то потока частиц внутри плазмы нет (в полном соответствии с тем, что магн. поле не влияет на максвелловское распределение), но поток центров есть, если магн. поле неоднородно (градиентный и центробежный дрейфовые токи).

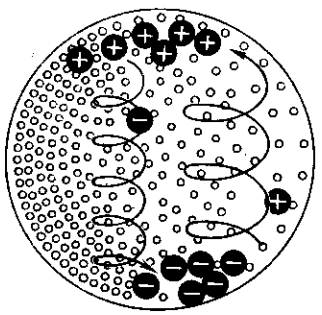


Рис. 4. Дрейф и поляризация плазмы в тороидальной ловушке.

Дрейф в неоднородном магн. поле затрудняет удержание плазмы в тороидальной магн. ловушке. Градиентный и центробежный дрейфы в торе, расположенном горизонтально, вызывают вертикальные дрейфовые токи, разделение зарядов и поляризацию плазмы (рис. 4). Возникающее электрич. поле заставляет уже всю плазму двигаться к наружной стенке тора (т. н. тороидальный дрейф).

Лит.: Франк-Каменецкий Д. А., Плазма — четвертое состояние вещества, 2 изд., М., 1963; Брагинский С. И., Явления переноса в плазме, в сб.: Вопросы теории плазмы, в. 1, М., 1963; Ораевский В. Н., Плазма на Земле и в космосе, [2 изд.], К., 1980. *С. С. Моисеев.*

ДРЕЙФ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА в полупроводниках — направленное движение носителей заряда в *полупроводниках* под действием внеш. полей, накладывающееся на их беспорядочное (тепловое) движение. Плотность тока, возникающего в результате Д. н. з. в электрич. поле $\boldsymbol{E}$ (дрейфового тока), равна $\boldsymbol{j}=\sigma\boldsymbol{E}$, $\sigma=e(\mu_э n+\mu_д p)$, где σ — уд. электропроводность, n и p — концентрации электронов проводимости и дырок, $\mu_э$, $\mu_д$ — их подвижности (см. *Подвижность носителей*). Полный ток проводимости в полупроводнике слагается из дрейфового тока, диффузионного тока и термоэлектрич. тока, обусловленного наличием градиента темп-ры. Д. н. з. может также возникать в результате увлечения носителей УЗ-волной (см. *Акустоэлектрический эффект*) или эл.-магн. волной (радиоэлектрич. эффект, светоэлектрич. эффект).

В случае, когда дрейф в электрич. поле совершают неравновесные носители, Д. н. з. осложняется возникновением объёмных зарядов, поле к-рых необходимо учитывать наряду с внеш. полем, и *рекомбинацией носителей заряда*. В результате движение инжектир. неравновесных носителей (см. *Инжекция носителей заряда*) во внеш. электрич. поле описывается т. н. амбиполярной подвижностью:

$$\mu_a=\frac{\mu_э\mu_д\,(n-p)}{\mu_э n+\mu_д p},$$

в общем случае отличной от $\mu_э$ и $\mu_д$. При $n=p$ (собств. полупроводник) $\mu_a=0$, при $n\gg p$ (полупроводник n-типа) $\mu_a=\mu_д$, при $n\ll p$ (полупроводник p-типа) $\mu_a=-\mu_э$, т. е. в примесных полупроводниках μ_a совпадает с подвижностью неосновных носителей. Скорость движения пакета неравновесных носителей во внеш. электрич. поле $\boldsymbol{E}$ равна $\mu_a\boldsymbol{E}$.

Важной характеристикой Д. н. з. является длина дрейфа — ср. расстояние, к-рое успевают пройти носители от места их генерации (см. *Генерация носителей заряда* в полупроводниках) до места рекомбинации. Длина дрейфа $l=\mu E\tau$, где τ — время жизни неравновесных носителей. Измерение длины дрейфа производится тем же методом, что и измерение *диффузионной длины*.

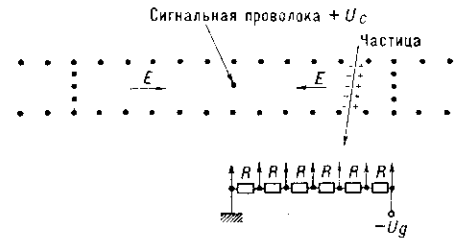
В анизотропных кристаллах направление дрейфа может не совпадать с направлением электрич. поля (подвижности — тензоры). В сильных полях дрейф может быть анизотропным даже в изотропных (кубических) многодолинных полупроводниках (см. *Сасаки—Шибуйя эффект*). Направление Д. н. з. не совпадает с направлением внеш. электрич. поля в присутствии поперечного магн. поля.

В сильном магн. поле $\boldsymbol{H}$ (удовлетворяющем условию $\mu H/c\gg 1$), перпендикулярном внеш. электрич. полю $\boldsymbol{E}$, Д. н. з. происходит в направлении, перпендикулярном $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$, со скоростью $v=cE/H$, не зависящей от подвижности носителей. На этот дрейф накладывается движение носителей по окружности с *циклотронной частотой* $\omega=eH/mc$.

Лит.: Смит Р., Полупроводники, пер. с англ., 2 изд., М., 1982; Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г., Физика полупроводников, М., 1977. *Э. М. Эпштейн.*

ДРЕЙФОВАЯ КАМЕРА — прибор для определения координаты прохождения ионизирующей частицы, основанный на измерении времени дрейфа электронов —

продуктов ионизации в газе, от места прохождения частицы до сигнальной проволоки (рис.). На сигнальную проволоку (анод) подаётся потенциал $+U_c$. На проволоки, замыкающие дрейфовые промежутки, по-



даётся потенциал $-U_д$. На проволоки, расположенные по бокам дрейфового промежутка, подаётся потенциал, равномерно распределённый от 0 до $-U_д$, создающий однородное электрич. поле вдоль дрейфового промежутка.

Сигнал прохождения частицы (с т а р т о в ы й с и г н а л) задаётся внеш. детекторами, обычно *сцинтилляционными детекторами*. Сигнал окончания дрейфа вырабатывается электронами, размножающимися в газе лавинным образом вблизи анода (газовое усиление). Скорость дрейфа $v_{др}$ электронов при заданной напряжённости электрич. поля определяется калибровочными измерениями. Зная интервал времени $t_{др}$ между стартовым и конечным сигналами, определяют координату x проходящей частицы.

Д. к. заключается в герметичную оболочку, к-рая заполняется газовой смесью. Обычно используется Ar с примесью многоатомного газа — изобутана, CO_2 и др. Это позволяет обеспечить коэф. газового усиления K до 10^6 и уменьшить зависимость $v_{др}$ электронов от напряжённости электрического поля (в чистом Ar $K \sim 10^3$—10^4).

Осн. характеристика Д. к.— зависимость $t_{др}$ от x. Т. к. $v_{др}$ зависит от напряжённости электрич. поля и отношения компонентов газовой смеси, то эти параметры в Д. к. выбираются так, чтобы $v_{др}$ была однородна по всему дрейфовому промежутку и не была бы чувствительна к их изменению (при 70% Ar и 30% C_4H_{10} напряжённость поля в дрейфовом промежутке $\sim$1 кВ/см).

Д. к. не различает частицы, прошедшие симметрично относительно сигнальной проволоки. Для устранения этого недостатка либо вводится 2-я сигнальная проволока, либо используется эффект несовпадения наведённых зарядов слева и справа от сигнальной проволоки.

Сигнал с сигнальной проволоки поступает на усилитель-формирователь (порог 1—10 мкА, $R_{вх}$ = =50—250 Ом) и далее на преобразователь временных интервалов в код. Код заносится в счётчик и считывается ЭВМ. Для регистрации неск. частиц с одной сигнальной проволоки необходимо соответствующее кол-во счётчиков. Обычно в целях экономии сигнальные проволоки объединяют в группы. В каждой группе сигналы поступают на схему «или» и далее на преобразователь. При срабатывании любой проволоки её номер и показание счётчика заносятся в память.

Макс. загрузка Д. к. определяется конструкцией Д. к. При больших дрейфовых промежутках ограничение наступает вследствие накопления пространств. заряда положит. ионов в дрейфовых промежутках. При малых дрейфовых промежутках и длинных проволоках ограничение может наложить длительность сигнала, к-рая определяется временем движения положит. ионов из области лавины. Длительность импульса тока обычно $\sim$100 нс, что соответствует макс. нагрузке на проволоку $\sim 10^7$ с$^{-1}$. При малых дрейфовых промежутках и коротких проволоках ограничение наступает из-за накапливания ионов вблизи сигнальной проволоки и снижения коэф. газового усиления. Для камеры с дрейфовым промежутком 1 мм макс. загрузка $\sim 5 \cdot 10^7$ с$^{-1} \times$ $\times$см$^{-2}$. Дальнейшее продвижение в область больших загрузок достигается в т. н. с ц и н т и л л я ц и о н н о й Д. к., где регистрируется световой сигнал от высвечивания возбуждённых молекул газа вблизи сигнальной проволоки.

Пространств. разрешение Д. к. с большой площадью $R \sim 1$ мм, для небольших Д. к. $R \sim 0{,}1$ мм. Ограничение в разрешении определяется диффузией электронов во время дрейфа, пробегом δ-электронов, малой статистикой числа электронов на ед. длины следа частицы и вкладом электроники. Дальнейшее улучшение пространств. разрешения возможно при работе с газами под высоким давлением и с конденсир. инертными газами (до $R \sim 0{,}01$ мм).

При регистрации сложных событий возникает вопрос о пространств. разрешении двух соседних частиц. Длительность импульса тока с камеры ($\sim$100 нс) ограничивает величину разрешения на уровне неск. мм. Продвижение в область высоких разрешений ($\sim$0,1 мм) возможно при использовании инертного газа под давлением в неск. сотен атмосфер и при регистрации светового сигнала от высвечивания молекул газа, возбуждённых при движении электронов в сильном электрич. поле вблизи сигнальной проволоки.

Принцип работы Д. к. был теоретически обоснован в 1968 [1]. Д. к. конструктивно разнообразны (плоские, цилиндрич. и сферич.). Плоские Д. к. больших размеров с невысоким R в наиб. степени соответствуют условиям нейтринных исследований на *ускорителях заряженных частиц*. В нейтринном эксперименте в ЦЕРНе Д. к. площадью 14 м^2 осуществляли локализацию *мюонов* с точностью до 1 мм. Для нейтринного калориметра в ИФВЭ используются 4-метровые камеры с дрейфовыми промежутками до 25 см. Для гибридного спектрометра (ЦЕРН) разработана Д. к. с размерами $2 \times 4 \times 5$ м^3. Она имеет 2-метровые дрейфовые промежутки и предназначена для определения сорта частиц в событиях с высокой множественностью (см. *Множественные процессы*). Д. к. с R=60 мкм использовались в эксперименте на ускорителе ФНАЛ (см. *Координатные детекторы*).

Д. к. нового поколения способны регистрировать полную картину сложного многочастичного события, подобно *пузырьковой камере*. Они используются в e^+e^- — экспериментах на накопительных кольцах (см. *Встречные пучки*). Д. к. TPC в Беркли помимо регистрации треков даёт информацию о сорте частиц по измерению плотности ионизации вдоль трека в области релятивистского роста ионизац. потерь.

Лит.: 1) C h a r p a k G. [a. o.], The use of multiwier proportional counters to select and localize cherged particles, «Nucl. Instr. and Meth.», 1968, v. 62, p. 262; 2) З а н е в с к и й Ю. В., Проволочные детекторы элементарных частиц, М., 1978; 3) K l e i n k n e c h t K., Particle detectors, «Phys. Repts», 1982, v. 84, № 2.
А. А. Борисов.

ДРЕ́ЙФОВЫЕ НЕУСТО́ЙЧИВОСТИ — один из видов плазменных микронеустойчивостей, обусловленный неоднородностью и многокомпонентностью термодинамически неравновесной плазмы. Д. н. связаны с относительным движением ионной и электронной компонент (электроны движутся вдоль магн. силовых линий, а ионы в основном поперёк); в случае конечной длины волны вдоль магн. силовых линий Д. н. возникают за счёт нарушения больцмановского распределения электронов (трение между электронами и ионами, резонансное взаимодействие электронов с волнами и др.). Тенденция Д. н.— уменьшить градиенты плотности и темп-ры, т. е. усилить диффузию и теплопроводность. Реализуются Д. н. в достаточно разреженной плазме.

Д. н. вызывают появление мелкомасштабных пульсаций плазмы — т. н. д р е й ф о в ы х в о л н (электронных и ионных) с частотами, соответственно

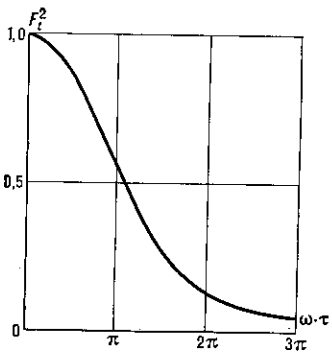
$$\omega_e = -k_\perp \frac{cT_e}{eH} \frac{1}{n} \frac{dn}{dx}; \qquad \omega_i = -\omega_e \frac{T_i}{T_e}.$$

Здесь T_e и T_i — электронная и ионная темп-ра, n — плотность плазмы, $k_\perp$ — компонента волнового вектора, перпендикулярная $\boldsymbol{H}$. *Инкремент* нарастания Д. н. может достигать ω_e. Скорость дрейфовой волны в направлении, перпендикулярном $\boldsymbol{H}$ (ионная дрейфовая волна), по порядку величины совпадает со скоростью движения неоднородной плазмы. См. также *Волны в плазме*, *Неустойчивости плазмы*.

Лит.: Арцимович Л. А., Сагдеев Р. З., Физика плазмы для физиков, М., 1979, с. 244. *С. С. Моисеев.*

ДРОБОВОЙ ШУМ — электрич. флуктуации, обусловленные дискретностью зарядов, образующих токи в вакуумных или полупроводниковых электронных приборах. Термин «Д. ш.» исходит из аналогии с шумом, производимым падающими дробинками. Из-за случайного характера и взаимной независимости моментов начала движения отд. зарядов, поступающих в рабочую область электронного прибора вследствие эмиссии через нек-рый потенциальный барьер, спектральная плотность Д. ш. не зависит от частоты (*белый шум*) и описывается формулой Шоттки $\overline{i^2}/\Delta f = 2qI$, где $\overline{i^2}$ — средний квадрат флуктуаций тока, Δf — полоса частот, в к-рой измеряются шумы, q — элементарный заряд, I — протекающий ток.

На частотах, при к-рых время пролёта заряда через рабочую область (напр., между электродами электронной лампы) оказывается соизмеримым с периодом колебаний, спектральная плотность Д. ш. в цепи, подключённой к этой области, начинает уменьшаться с ростом частоты. Такой «пролётный эффект» определяется спектральным составом импульсов тока с длительностью порядка τ, наводимых в цепи каждым из пролетающих зарядов. Д. ш. с учётом пролётных эффектов описывается ф-лой $\overline{i^2} = 2qIF_t^2\Delta f$, где множитель F_t^2 зависит от частоты и времени пролёта (вид функции F_t^2 для плоскоэлектродного вакуумного диода показан на рис., где введена угловая частота $\omega = 2\pi f$).



Величина Д. ш. отличается от определяемой ф-лой Шоттки и в тех случаях, когда ток ограничивается *пространственным зарядом*. Примером может служить вакуумный диод, работающий в режиме, когда зависимость анодного тока от потенциала анода описывается законом «трёх вторых». В этом случае вблизи катода существует область с настолько высокой плотностью электронного пространств. заряда, что распределение потенциала в ней характеризуется наличием отрицат. минимума (*виртуальный катод*). Величина потенциала в минимуме и определяет величину тока, проходящего на анод. Если в результате флуктуаций кол-во эмитируемых за какой-то малый промежуток времени электронов возрастёт относительно средней величины, то это приведёт к увеличению плотности пространств. заряда, а следовательно — к понижению потенциала в минимуме, что сдерживает рост проходящего через него тока. В результате флуктуации анодного тока оказываются меньшими, чем флуктуации тока эмиссии. Такое подавление (депрессия) Д. ш. описывается введением в правую часть ф-лы Шоттки коэф. депрессии $\Gamma^2 < 1$. С увеличением частоты эффект подавления Д. ш. пространств. зарядом уменьшается.

Вакуумные диоды, работающие в режиме насыщения тока (ограничение пространств. зарядом отсутствует) и при малых значениях $f\tau$, используются в качестве генераторов эталонного шума при измерениях чувствительности радиоприёмных устройств.

Лит.: Ван дер Зил А., Флуктуации в радиотехнике и физике, пер. с англ., М.— Л., 1958; его же, Шум, пер. с англ., М., 1973; Шумы в электронных приборах, пер. с англ., М.— Л., 1964; Введение в статистическую радиофизику, ч. 1 — Рытов С. М., Случайные процессы, М., 1976; Букингем М., Шумы в электронных приборах и системах, пер. с англ., М., 1986. *М. Н. Девяткова.*

ДРОССЕЛИРОВАНИЕ (от нем. drosseln — душить) — понижение давления газа или жидкости при прохождении их через местное гидродинамич. сопротивление (суженное отверстие, вентиль, кран, пористую перегородку). При Д. одновременно изменяется темп-ра (см. *Джоуля — Томсона эффект*), что используется при *сжижении газов*. Д. применяется также для измерения и регулирования расхода жидкостей и газов.

ДРУДЕ ТЕОРИЯ МЕТАЛЛОВ — приложение *кинетической теории газов* к электронному газу в *металлах*. Предложена П. Друде (P. Drude) в 1900. Согласно этой теории, металл состоит из свободных электронов (электронный газ) и тяжёлых положит. ионов, к-рые можно считать неподвижными. Число свободных электронов в ед. объёма равно:

$$n = \frac{ZN\rho}{A},$$

где Z — число валентных электронов в атоме металла, N — число Авогадро, ρ — массовая плотность металла, A — относительная ат. масса. В отсутствие внеш. полей электроны движутся прямолинейно с пост. скоростью; это движение прерывается столкновениями их с ионами и между собой, но в промежутках между столкновениями взаимодействие электронов с ионами и друг с другом не учитывается. Столкновения в Д. т. м.— мгновенные события, внезапно изменяющие скорость электрона. Вероятность такого изменения скорости в течение бесконечно малого промежутка времени dt равна dt/τ, где τ — время релаксации, имеющее смысл времени свободного пробега электрона. Благодаря столкновениям электроны приходят в состояние теплового равновесия со своим окружением; средняя кинетич. энергия электрона равна $3\,kT/2$, где T — локальная абс. темп-ра в месте нахождения электрона. В состоянии теплового равновесия распределение электронов по энергиям соответствует распределению Максвелла — Больцмана.

Во внеш. полях движение электронов подчиняется классическим (ньютоновским) ур-ниям, в к-рых действие столкновений учитывается как нек-рая сила трения, пропорц. скорости направленного движения (см. *Ньютона закон трения*). Скорость $\boldsymbol{v}$ направленного движения электрона определяется ур-нием:

$$\frac{d\boldsymbol{v}}{dt} + \frac{\boldsymbol{v}}{\tau} = -\frac{e}{m}\left(\boldsymbol{E} + \frac{1}{c}[\boldsymbol{vH}]\right),$$

где e — заряд электрона, m — его масса, $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$ — электрич. и магн. поля. Решение этого уравнения с начальным условием $\boldsymbol{v}(0) = 0$ даёт зависимость скорости от времени $\boldsymbol{v}(t)$, к-рая позволяет найти плотность тока:

$$\boldsymbol{j}(t) = en\boldsymbol{v}(t),$$

зависящую от внеш. полей.

Таким образом Д. т. м. качественно объясняет ряд кинетич. явлений — статическую и *высокочастотную проводимость* (см. *Друде формула*), *Холла эффект*. В частности, из Д. т. м. следует *Ома закон* $\boldsymbol{j} = \sigma\boldsymbol{E}$, где проводимость σ связана со временем свободного пробега τ соотношением:

$$\sigma = e^2 n\tau/m.$$

Из этой ф-лы можно определить τ по измеренным значениям σ; при комнатной темп-ре $\tau \sim 10^{-14}$—10^{-15} с.

Поскольку скорость электрона после каждого столкновения соответствует локальной темп-ре в месте столкновения, то при наличии градиента темп-ры возникает поток энергии, направленный в сторону области с более низкой темп-рой и пропорц. градиенту темп-ры. Коэф. пропорциональности в условиях, когда ср. скорость

направленного движения равна нулю (разомкнутая внеш. цепь), представляет собой коэф. теплопроводности. Отсутствие электрич. тока при наличии градиента темп-ры обеспечивается возникновением электрич. поля, пропорц. градиенту темп-ры (*Зеебека эффект*). Это поле создаёт электрич. ток, компенсирующий ток, создаваемый потоком «горячих» электронов. Таким образом, Д. т. м. качественно объясняет электронную *теплопроводность* и нек-рые *термоэлектрические явления* в металлах.

Наиб. впечатляющим, хотя и ошибочным, результатом Д. т. м. явилось объяснение *Видемана — Франца закона*. Оно было связано с взаимной компенсацией двух ошибок при вычислении электронной теплоёмкости (в Д. т. м. она получается примерно в 100 раз больше истинной) и ср. квадрата скорости электрона (к-рый оказывается во столько же раз меньше истинного; кроме того, Друде ошибся в 2 раза при вычислении электропроводности).

Д. т. м., будучи классич. теорией, принципиально не могла объяснить ряд эксперим. фактов: 1) отсутствие электронного вклада в *теплоёмкость*, равного $3nk/2$; 2) величину длины свободного пробега l электронов, превосходящую в сотни раз расстояние между ионами; 3) знак постоянной Холла, к-рый может быть как отрицательным, так и положительным; 4) зависимость сопротивления многих металлов от внеш. магн. поля (см. *Магнетосопротивление*); 5) наблюдаемые значения *термоэдс*, к-рые примерно на 2 порядка меньше, чем следует из Д. т. м.

Развитие квантовой статистики и квантовой механики привело к появлению квантовостатистич. теории электронного газа в металлах (см. *Зоммерфельда теория металлов*) и *зонной теории* твёрдого тела, к-рые объяснили упомянутые выше (а также др.) факты, необъяснимые в рамках Д. т. м. Несмотря на это, Д. т. м. благодаря простоте и наглядности можно использовать для качеств. оценок кинетич. явлений в металлах, и особенно в *полупроводниках*, где носители заряда подчиняются классич. статистике.

Лит.: Drude P., Zur Elektronentheorie der Metalle, «Ann. Phys.», 1900, Bd 1, S. 566; Ашкрофт Н., Мермин Н., Физика твёрдого тела, пер. с англ., т. 1, М., 1979; Гроссе П., Свободные электроны в твёрдых телах, пер. с нем., М., 1982. *Э. М. Эпштейн.*

ДРУДЕ ФОРМУЛА — формула, описывающая высокочастотную проводимость σ металлов на основе представления об электронах как о свободных частицах, движущихся через кристалл с трением (см. *Друде теория металлов*). Д. ф. даёт частотную зависимость $\sigma=\sigma(\omega)$ образца, находящегося в электрич. поле частоты ω:

$$\sigma(\omega)=\sigma_0\frac{1+i\omega\tau}{1+\omega^2\tau^2}, \qquad (1)$$

где σ_0 — статич. проводимость, определяемая ф-лой:

$$\sigma_0=\frac{ne^2\tau}{m}. \qquad (2)$$

Здесь n — концентрация свободных электронов, m, e, τ — масса, заряд и время свободного пробега электрона. Соотношение (2) также часто называют Д. ф.

Исходным пунктом для вывода Д. ф. служит стационарное решение ур-ния движения электрона:

$$m\frac{dv}{dt}+\frac{m}{\tau}v=e\boldsymbol{E}. \qquad (3)$$

Здесь $\boldsymbol{E}=\boldsymbol{E}_0e^{i\omega t}$ — напряжённость электрич. поля частоты ω, m/τ — коэф. трения. Согласно теории Друде, трение возникает в результате рассеяния свободных электронов (гл. обр. на ионах). Если принять, что при каждом столкновении электрон полностью теряет связь с движением до столкновения, то τ совпадает со временем свободного движения между столкновениями. Объединив получающееся из (3) выражение для скорости v с определением плотности тока $j=nev$, получим Д. ф. (1) для проводимости.

Д. ф. используют для описания оптич. свойств металла, вводя его диэлектрич. проницаемость ε (см. *Диэлектрики*):

$$\varepsilon(\omega)=\varepsilon_0+\frac{4\pi i\sigma(\omega)}{\omega}. \qquad (4)$$

Здесь ε_0 — диэлектрич. проницаемость ионного остова. Из (4) видно, что $\mathrm{Im}\,\sigma$ связана с $\mathrm{Re}\,\varepsilon$, а $\mathrm{Re}\,\sigma$ связана с $\mathrm{Im}\,\varepsilon$ и определяет поглощение эл.-магн. энергии металлом. Д. ф. объясняет отражат. способность металла (металлич. блеск) и возникновение прозрачности в УФ-диапазоне при $\omega\gg\omega_{пл}=\sqrt{4\pi ne^2/\varepsilon_0 m}$ и $\omega\tau\gg1$ (см. *Металлооптика*).

Д. ф. и её обобщения находят применение для описания высокочастотных и магнитооптич. свойств металлов и полупроводников. Это связано с тем, что Д. ф. может быть выведена и на основании совр. представлений о движении электронов в кристаллах (см. *Блоховские электроны*). При этом ряд величин, входящих в выражения (1) и (2), приобретают смысл, отличающийся от того, к-рый им придавал Друде, m заменяется *эффективной массой* электрона m^*, а время свободного пробега τ определяется столкновениями не с периодически расположенными ионами кристаллич. решётки, а с нерегулярностями, присущими каждому кристаллу (с *дефектами* решётки, с *фононами* и т. п.).

Лит. см. при статье *Металлы*. *В. М. Винокур.*

ДУАЛИЗМ КОРПУСКУЛЯРНО-ВОЛНОВОЙ — см. *Корпускулярно-волновой дуализм*.

ДУА́ЛЬНОЕ ПРЕОБРАЗОВА́НИЕ (от лат. dualis — двойственный) — преобразование от переменных *параметра порядка* (ПП) к переменным параметра беспорядка (ПБ) в решёточной модели статистич. физики (см., напр., *Двумерные решёточные модели*). Флуктуации ПП малы при низких темп-рах, а флуктуации ПБ малы при высоких темп-рах. Д. п. существует для моделей с локальным взаимодействием, инвариантным относительно абелевой группы симметрии. Введено Х. Крамерсом (H. Kramers) и Г. Ванье (G. Wannier) в 1941.

Переменные ПП (условно наз. спинами) — двумерные единичные векторы $\boldsymbol{S}(\boldsymbol{r})=\{\cos\theta(\boldsymbol{r}),\ \sin\theta(\boldsymbol{r})\}$, заданные в узлах решётки $\boldsymbol{r}$. Для простоты рассматривается квадратная решётка при $d=2$ и кубическая при $d=3$ (d — размерность пространства). Углы $\theta(\boldsymbol{r})$ принимают непрерывный ряд значений $0\leqslant\theta(\boldsymbol{r})\leqslant2\pi$ в $U(1)$-модели и дискретные значения $\theta(\boldsymbol{r})=2\pi p(\boldsymbol{r})/q$, $p=0,\ 1,\ \ldots,\ q-1$ в Z_q-модели. Взаимодействуют спины, находящиеся в соседних узлах. Энергия парного взаимодействия спинов в узлах $\boldsymbol{r}$ и $\boldsymbol{r}+\boldsymbol{\mu}$ ($\boldsymbol{\mu}$ — базисный вектор решётки) зависит от разности углов в этих узлах (решёточного градиента) $\partial_\mu\theta(\boldsymbol{r})=\theta(\boldsymbol{r}+\boldsymbol{\mu})-\theta(\boldsymbol{r})$ с точностью до слагаемого, кратного 2π. Система полностью характеризуется набором парных статистич. весов (ПСВ) $w[\partial_\mu\theta(\boldsymbol{r})]=\exp\{-\varepsilon[\partial_\mu\theta(\boldsymbol{r})]/T\}$, где $\varepsilon[\partial_\mu\theta(\boldsymbol{r})]$ — энергия парного взаимодействия, T — темп-ра в энергетич. единицах.

ПСВ не меняются при одинаковом повороте всех спинов на произвольный угол θ для группы $U(1)$ и угол θ, кратный $2\pi/q$, для группы Z_q. ПСВ как периодич. функцию рёберной переменной $\theta_\mu(\boldsymbol{r})\equiv\partial_\mu\theta(\boldsymbol{r})$ можно разложить в ряд Фурье на группе $U(1)$:

$$w(\theta_\mu)=\sum_{n_\mu=-\infty}^{\infty}\tilde{w}(n_\mu)\exp(in_\mu\theta_\mu). \qquad (1)$$

Ряд Фурье на группе Z_q кончен:

$$w(p_\mu)=\sum_{n_\mu=0}^{q-1}\tilde{w}(n_\mu)\exp(in_\mu\theta_\mu), \qquad (2)$$

где $\theta_\mu=2\pi p_\mu/q$.

Переход в статистич. сумме к целочисл. рёберным переменным $n_\mu(\boldsymbol{r})$ приводит к условию равенства нулю их дивергенции в каждом узле решётки. Этому условию удовлетворяет след. представление: $n_\mu(\boldsymbol{r})=\varepsilon_{\mu\nu}\partial_\nu m(\boldsymbol{R})$, $d=2$; $n_\mu(\boldsymbol{r})=\varepsilon_{\mu\nu\lambda}\partial_\nu m_\lambda(\boldsymbol{R})$, $d=3$, где ε —

символы Леви-Чивиты. Переменные $m(\boldsymbol{R})$, $d=2$ и $m_\lambda(\boldsymbol{R})$, $d=3$ и есть переменные ПБ. При $d=2$ $m(\boldsymbol{R})$ расположены в узлах $\boldsymbol{R}$ дуальной решётки (центрах граней исходной). При $d=3$ $m_\lambda(\boldsymbol{R})$ расположены на рёбрах дуальной решётки, узлы к-рой находятся в центрах ячеек исходной. Переменные ПБ в $U(1)$-модели принимают все целочисл. значения (группа Z), в Z_q-модели переменные ПБ принимают значения $0,1,\ldots,q-1$ (группа Z_q). При $d=3$ $n_\mu(\boldsymbol{r})$ не меняется при калибровочном преобразовании $m_\lambda(\boldsymbol{R})\to m_\lambda(\boldsymbol{R})+\partial_\lambda m(\boldsymbol{R})$, исходная спиновая модель дуальна **калибровочной решёточной модели**.

В квантовой теории поля рассматривают решёточные калибровочные модели при $d=4$. Калибровочные переменные ПП $0_\mu(\boldsymbol{r})$ задаются на рёбрах. Локальный статистич. вес задаётся на гранях и зависит только от комбинации $0_{\mu\nu}(\boldsymbol{r})=\partial_\mu\theta_\nu(\boldsymbol{r})-\partial_\nu\theta_\mu(\boldsymbol{r})$. Как и в случае спиновых моделей, можно перейти к суммированию по переменным разложения Фурье $n_{\mu\nu}(\boldsymbol{r})$ с условием нулевой дивергенции $\partial_\mu n_{\mu\nu}(\boldsymbol{r})=0$. Поэтому вводят переменные ПБ $m_\alpha(\boldsymbol{R})$ на рёбрах дуальной решётки: $n_{\mu\lambda}(\boldsymbol{r})=\varepsilon_{\mu\lambda\alpha\beta}\partial_\alpha m_\beta(\boldsymbol{R})$.

Спиновые Z_q-модели при $d=2$ наз. **самодуальными**, если ПСВ $w(p_\mu)$ и $\tilde{w}(n_\mu)$, связанные преобразованием Фурье (2), имеют одинаковый вид. В этом случае Д. п. сводится к замене переменных ПП на переменные ПБ и нелинейному преобразованию темпры, то же справедливо для калибровочных моделей при $d=4$. В табл. приведены ПСВ самодуальных моделей и указаны преобразования темп-ры этих моделей: $T\to T^*$.

Модель	Вид ПСВ	Преобразование температуры	Перенормировка ПСВ $\tilde{w}/w$
Изинга (Z_2-модель)	$w(p)=\exp[(J/T)\cos\pi p]$, $p=0,1$	$\mathrm{sh}(2J/T)\,\mathrm{sh}(2J/T^*)=1$	$\mathrm{sh}(2J/T)$
Поттса (q-компонент)	$w(p)=\exp[(K/T)\delta_{p,0}]$, $p=0,1,\ldots,q-1$	$[\exp(K/T)-1][\exp(K/T^*)-1]=q$	$q^{-1/2}[\exp(K/T)-1]$
Березинского — Вилльяна (q-компонент)	$w(\theta)=\sum_{n=-\infty}^{\infty}\exp[-\beta(\theta-2\pi n)^2/2]$, $0=2\pi p/q$	$\beta\beta^*=(2\pi/q)^2$	$(2\pi\beta)^{-1/2}$

Уд. свободная энергия $f(T)$ самодуальных моделей при Д. п. изменяется след. образом: $f(T)=f(T^*)-\ln(\tilde{w}/w)$, где $\tilde{w}/w$ — перенормировка ПСВ.

Точки неаналитичности свободной энергии (критич. точки) могут либо быть стационарными точками Д. п.: $T_c=T_c^*$, либо переходить одна в другую (если их несколько). В модели Изинга и ферромагн. моделях Поттса $T_c=T_c^*$ — единств. точка фазового перехода, в моделях Березинского — Вилльяна две критич. точки. В калибровочной модели Изинга темп-ра перехода также определяется соотношением самодуальности.

Лит.: Savit R., Duality in field theory and statistical systems, «Rev. Mod. Phys.», 1980, v. 52, № 2, pt 1, p. 453; Бэкстер Р., Точно решаемые модели в статистической механике, пер. с англ., М., 1985.

С. В. Покровский.

ДУА́ЛЬНОСТЬ в теории адронов — свойство амплитуд адронных процессов в резонансной области энергий, заключающееся в возможности их двоякого описания: либо с помощью суммы резонансов прямого канала, либо с помощью суммы Редже полюсов (см. *Редже полюсов метод*) перекрёстного канала (см. *Перекрёстная симметрия*). Область энергий $\mathcal{E}<\mathcal{E}_0$, где такое дуальное описание возможно, называют обычно **интервалом дуальности**.

Концепция Д. возникла в 60-е гг. на основе анализа дисперсионных *правил сумм* для конечных энергий в применении к адронным амплитудам, не содержащим вклада вакуумной реджевской особенности (т. н. особенности Померанчука). Такой анализ, проведённый для не слишком больших энергий (2—5 ГэВ) сталкивающихся адронов, показал, что усреднённая по некрому энергетич. интервалу амплитуда, представленная суммой резонансов прямого канала реакции, равна усреднённой по этому же интервалу амплитуде, представленной суммой невакуумных полюсов Редже (реджеонов) кроссинг-симметричного канала. Это «равенство в среднем» получило назв. **глобальной** Д. Отвечающие этим амплитудам сечения представлены на рис. 1 соответственно кривыми C и $\tilde{C}$.

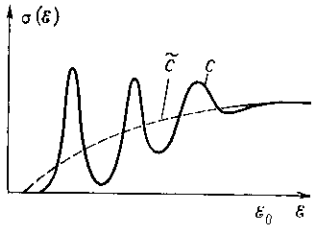


Рис. 1.

Существует ряд теоретич. моделей, в к-рых реализуется Д. Впервые конструктивный пример амплитуды, содержащей только полюсные особенности по всем энергетич. переменным реакции, дал Венециано [1]. Эта амплитуда допускает два эквивалентных представления: в виде бесконечной суммы резонансов прямого канала (рис. 2, слева) и в виде бесконечной суммы резонансов перекрёстного канала (рис. 2, справа; a, b — нач. частицы, c, d — конечные частицы, R_i, R_j — резонансы). Амплитуда Венециано реализует принцип **локальной** Д. в том смысле, что равенство двух указанных представлений осуществляется без усреднения по энергии. Существуют обобщения предложенной Венециано дуальной амплитуды взаимодействия двух частиц на случай N частиц.

Полюсное дуальное описание, как в модели Венециано, удовлетворяющее лишь одночастичному условию унитарности, может рассматриваться как первое приближение к реальным адронным амплитудам. Применимость этого приближения ограничивается областью энергий, где резонансы достаточно узки и перекрываются слабо, т. е. их ширины Γ меньше характерного

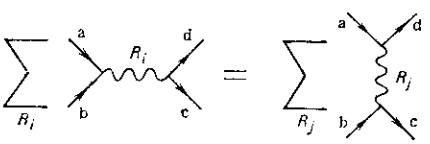


Рис. 2.

расстояния ΔM между ними ($\Gamma\ll\Delta M$), и где вклад вакуумной реджеонной особенности сказывается ещё мало.

Главным теоретич. аргументом в пользу дуальной картины взаимодействия адронов является приближённая прямолинейность траекторий Редже $\alpha(t)$ вплоть до $|t|\approx 5\,(\text{ГэВ}/c)^2$ с универсальным наклоном $\alpha'\approx[1{,}2\,(\text{ГэВ}/c)^2]^{-1}$ (здесь t — квадрат переданного 4-импульса).

Струнная интерпретация дуальных моделей, т. е. трактовка адронов как релятивистских одномерных протяжённых объектов — «струн» (см. *Струнные модели адронов*), позволяет истолковать обе диаграммы Фейнмана рис. 2 как один «струнный» график рис. 3,

изображающий двумерную поверхность, «заметаемую» двигающимися объединяющимися и разрывающимися струнами a, b, c и d в прямом канале процесса $a+b \to c+d$ или в перекрёстном канале $a+\bar{d} \to \bar{b}+c$. В струнных моделях адронов концепция Д. находит естеств. объяснение. Существует глубокая связь между суперсимметричными (см. *Суперсимметрия*) и супергравитационными (см. *Супергравитация*) теориями поля и взаимодействием безмассовых частиц в дуальных струнных моделях [2]. Подробный анализ дуальных (струнных) моделей содержится в обзоре [3].

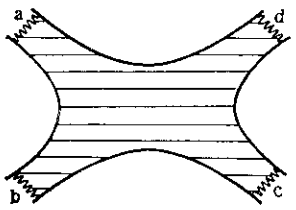


Рис. 3.

Подход, основанный на Д., важен при феноменологич. анализе эксперим. данных по рассеянию адронов. Он обеспечивает условия самосогласованности, к-рым должны подчиняться резонансы в конкретном процессе. Д. предсказывает существование растущих траекторий Редже с прибл. одинаковым наклоном, а также очень быстрый рост числа уровней (резонансов) с увеличением энергии. В концепции Д. естественно возникает универсальный масштаб размерности длины, к-рый определяется наклоном траекторий Редже $\alpha'(0)$. Основанный на Д. подход несомненно явился существ. шагом в развитии теории сильного взаимодействия.

В *глубоко неупругих процессах* понятие, аналогичное Д., используется для установления связи между усреднённым по интервалу Д. сечением рождения *кварков* и *глюонов* и сечением рождения адронов. Д. в этом случае (кварк-адронная Д.) существенна для возможности описания адронных процессов в рамках *квантовой хромодинамики*.

Лит.: 1) Veneziano G., Construction of a crossing-symmetric, Reggebehaved amplitude for linearly rising trajectories, «Nuovo cim.», 1968, v. A 57, p. 190; 2) Gliozzi F., Scherk J., Olive D., Supersymmetry, supergravity theories and the dual spinor model, «Nucl. Phys.», 1977, v. B 122, p. 253; 3) Марнцов М. С., Релятивистские струны и дуальные модели сильных взаимодействий, «УФН», 1977, т. 121, с. 377; Schwarz J. H., Superstring theory, «Phys. Repis», 1982, v. 89, p. 223.
В. А. Кудрявцев.

ДУА́ЛЬНЫЕ ТЕ́НЗОРЫ — антисимметричные тензоры $T^{\cdots}$ и $(^*T)\ldots$ типа $(k, 0)$ и $(0, n-k)$ в n-мерном римановом или псевдоримановом пространстве, связанные соотношением

$$(^*T)_{i_{k+1}\ldots i_n} = \frac{1}{k!}\sqrt{|g|}\,\varepsilon_{i_1\ldots i_n}T^{i_1\ldots i_k},$$

где $g=\det g_{ij}$ — определитель метрич. тензора, $\varepsilon_{i_1\ldots i_n}$ — *Леви-Чивиты символ*. При этом $^*(^*T)=(-1)^{k(n-k)}\,\mathrm{sign}\,(g)T$, а один из T и $^*T$ является псевдотензором (меняет знак при отражении). Тензор и его Д. т. принадлежат ортогональным подпространствам n-мерного пространства. Благодаря этому переход к Д. т. позволяет ковариантно обобщить на неевклидовы случаи понятие потока через поверхность и *Гаусса — Остроградского формулу*, а в евклидовом случае — упростить тензорные выражения. Напр., если $d\sigma^{1\cdots n-1}$ — элемент $(n-1)$-мерной гиперповерхности Σ, то поток вектора T^i через неё (интеграл по Σ от проекции T на ортогональное к ней направление) равен $\int\limits_{\Sigma} T^i(^*d\sigma)_i$.

Операция * перехода к Д. т. используется для ковариантного обобщения дивергенции δ_i (понижающей ранг тензора): $\delta_i=(^*)^{-1}(\partial/\partial x^i)^*$. Для тензора $T^{i\cdots}$ типа $(k, 0)$ имеем

$$(\mathrm{div}\,T)^{\cdots}=\delta_iT^{i\cdots}=\frac{1}{\sqrt{|g|}}\frac{\partial}{\partial x^i}\left(\sqrt{|g|}\,T^{i\ldots}\right).$$

В чётномерном пространстве с помощью операции * вводят понятие самодуального тензора, используемое для построения частных решений в теории калибровочных полей.
В. П. Павлов.

ДУА́НТ — полый ускоряющий электрод в *циклотроне* или *фазотроне* D-образной формы, служащий для подачи ускоряющего напряжения и экранировки частиц при фазе поля, неблагоприятной для ускорения.

ДУАПЛАЗМОТРО́Н — устройство для получения *ионных пучков* высокой плотности. Подробнее см. в ст. *Ионный источник*.

ДУБЛЕ́ТЫ спектра́льные (от франц. doublet, от double — двойной) — группы (пары) близко расположенных спектральных линий, возникновение к-рых обусловлено дублетным расщеплением уровней энергии (см. *Мультиплетность*) в результате *спин-орбитального взаимодействия*. Наиб. характерны для спектров атомов щелочных металлов, линии *главной серии* к-рых представляют собой Д.

ДУГА́ ЭЛЕКТРИ́ЧЕСКАЯ — широко употребляющееся в обиходе название *дугового разряда*. Первоначально Д. э. наз. только дуговой разряд в воздухе, горящий между угольными электродами при пост. силе тока в несколько А. Д. э. наблюдалась впервые в 1802 В. В. Петровым, а в 1808 независимо Г. Дэви (H. Davy). В первых опытах источником питания служил вольтов столб. Д. э. горела между горизонтально расположенными электродами, и восходящие конвекц. потоки воздуха дугообразно изгибали столб разряда (отсюда и название). Первое практич. применение Д. э. нашла в осветит. дуговых лампах («свеча Яблочкова»). Известно большое число разновидностей Д. э., к-рые широко применяются в науке и технике для создания плазмы, в качестве газоразрядных источников света, в т. ч. эталонных, в плазмохимич. реакторах, для сварки и обработки материалов и т. д.

Лит.: Финкельнбург В., Меккер Г., Электрические дуги и термическая плазма, пер. с нем., М., 1961.
В. Н. Колесников.

ДУГОВО́Й РАЗРЯ́Д — самостоятельный квазистационарный *электрический разряд в газе*, горящий практически при любых давлениях газа, превышающих $10^{-2}\div10^{-4}$ тор, при постоянной или меняющейся с низкой частотой (до 10^3 Гц) разности потенциалов между электродами и отличающийся высокой плотностью тока на катоде ($10^2\div10^8$ А/см^2) и низким катодным падением потенциала (не превышает эфф. потенциала ионизации среды в разрядном промежутке). Известно много разновидностей Д. р., каждая из к-рых существует только при вполне определённых внеш. и граничных условиях. Почти у всех видов Д. р. ток на катоде стянут в малое очень яркое катодное пятно, беспорядочно перемещающееся по всей поверхности катода. Темп-ра поверхности в пятне достигает величины темп-ры кипения (или возгонки) материала катода. Поэтому значительную (иногда главную) роль в катодном механизме переноса тока играет *термоэлектронная эмиссия*. Над катодным пятном образуется слой положит. объёмного заряда, обеспечивающего ускорение эмитируемых электронов до энергий, достаточных для ударной ионизации атомов и молекул среды. Т. к. толщина слоя крайне мала (менее *длины свободного пробега* электрона), создаётся высокая напряжённость поля у поверхности катода, особенно вблизи естеств. микронеоднородностей поверхности, благодаря чему существенной оказывается и *автоэлектронная эмиссия*. Высокая плотность тока в катодном пятне и «перескоки» пятна с точки на точку создают условия для проявления *взрывной электронной эмиссии*. Известны и др. катодные механизмы Д. р. (факельный вынос, *плазменный катод*, термокатод и т. д.). Относит. роль каждого из них зависит от конкретного вида Д. р.

Непосредственно к зоне катодного падения потенциала примыкает *положительный столб*, простирающийся до анодной области. Прианодного скачка потенциала чаще не наблюдается. На аноде обычно формируется яркое анодное пятно, несколько бо́льших размеров и

менее подвижное, чем катодное. Темп-ра поверхности в анодном пятне такая же или несколько ниже, чем в катодном. В нек-рых типах Д. р. при токах в десятки А на катоде и аноде возникают факелы, имеющие характер плазменных струй, вытекающих с большой скоростью нормально к поверхности электродов. При токах более 100÷300 А возникают добавочные факелы и столб Д. р. приобретает структуру пучка плазменных нитей. Природа и механизм образования факелов изучены пока недостаточно. При появлении факелов положит. столб соединяет две произвольно перемещающиеся точки катодного и анодного факелов и может быть ориентирован относительно них любым образом (напр., перпендикулярен); в столбе особенно легко проявляются многие неустойчивости.

Нагретый до высокой темп-ры и ионизованный газ в столбе находится в состоянии плазмы. В граничной зоне между катодным слоем и столбом ток эмиссии переходит в ток проводимости. Электропроводность плазмы в зависимости от вида Д. р. может принимать практически любые значения вплоть до значений электропроводности металлов, но, как правило, она на неск. порядков меньше. Выделяющаяся в столбе джоулева теплота восполняет все потери энергии из столба плазмы, поддерживая неизменным её состояние, к-рое определяется характером распределения энергии по всем степеням свободы. Полностью равновесные распределения, строго говоря, в плазме Д. р. никогда не реализуются. Однако состояние сверхплотной плазмы при концентрации заряж. частиц $N \geqslant 10^{18}$ см$^{-3}$ иногда можно считать близким к полному термодинамич. равновесию. При меньших плотностях (до $N \sim 10^{15}$ см$^{-3}$) может реализоваться состояние т. н. л о к а л ь н о г о т е р м и ч е с к о г о р а в н о в е с и я, при к-ром в каждой точке плазмы распределения любых частиц по скоростям в основном максвелловские, распределения атомов и молекул по возбуждённым состояниям — больцмановские, степени диссоциации и ионизации удовлетворяют закону действующих масс, а давление — уравнению состояния, причём во все эти распределения входит одно и то же значение темп-ры T, являющееся функцией координат. Исключение в этом случае составляет лишь излучение плазмы: оно далеко от равновесного (планковского) и определяется составом плазмы и скоростями конкретных радиац. процессов (линейчатое излучение, сплошное тормозное и рекомбинационное и т. д.). При очень ограниченных размерах столба Д. р. (неск. мм) даже в плотной плазме ($N \leqslant \leqslant 10^{18}$ см$^{-3}$ для He, $N < 10^{16}$ см$^{-3}$ для др. газов) состояние локального термич. равновесия может нарушаться за счёт процессов переноса (см. *Переноса процессы* в п л а з м е), включая радиационные. Это выражается в сильном отклонении состава плазмы и заселённостей возбуждённых уровней от их равновесных значений. В таких случаях сохраняется обычно лишь частичное локальное термич. равновесие, характеризующееся равновесием между заселённостями самых верхних возбуждённых уровней и концентрацией свободных электронов, к-рые предполагаются в осн. максвелловскими. Т. о., кинетика плазмы в столбе Д. р. при высоких плотностях заряж. частиц определяется гл. обр. процессами соударений, а по мере снижения плотности все бо́льшую роль играют радиац. процессы. Границы применимости указанных выше приближений в каждом конкретном случае можно грубо оценить с помощью соответствующих критериев, но при этом всегда необходимо контролировать выполнение этих признаков применимости. Соблюдение этого условия необходимо для доказательства адекватности выбранных методов *диагностики плазмы*.

Длина столба Д. р. в принципе может быть произвольной, но его диаметр жёстко определяется условиями баланса выделяющейся и теряемой энергии. С ростом тока или давления тип осн. механизма потерь неоднократно меняется; при таких сменах может происходить контракция столба (см. *Контрагированный разряд*). Для Д. р. наиб. характерны диссоциативная контракция (при токе $i_Д$) и *пинч-эффект* (при токе $i_П$). Первая из них связана с резким изменением теплопроводности плазмы в молекулярных газах в зоне интенсивной диссоциации, вторая возникает при превышении *магнитного давления* над газокинетическим. Конкретные значения токов $i_Д$ и $i_П$ очень сильно зависят от условий горения разряда; обычно $1 \leqslant i_Д < 10^2$ А; $i_П \geqslant 10^3$ А. Д. р. при $i > i_Д$ принято называть сильноточным, при $i > i_П$ — сверхсильноточным.

Широкое развитие приобрело матем. моделирование столба Д. р. Матем. модели включают в себя уравнения кинетики, электродинамики, а при необходимости и *магнитной гидродинамики* плазмы. В большинстве случаев такие модели в принципе позволяют с достаточным приближением рассчитать на ЭВМ значения всех параметров столба плазмы, однако при этом необходим тщательный контроль адекватности модели, что само по себе представляет также очень сложную задачу.

Свойства и конкретные параметры Д. р. меняются в очень широких пределах в зависимости от его типа и условий горения. Классич. примером является Д. р. пост. тока, свободно горящий в воздухе между угольными электродами. Его типичные параметры: ток от ампера до сотен ампер, катодное падение потенциала $\approx$10 В, межэлектродное расстояние — от мм до см, темп-ра плазмы $\sim$7000 К, темп-ра поверхности в анодном пятне $\sim$3900 К. Д. р. применяется в технике (угольные лампы) и науке (эталонный источник света). Д. р. с угольным анодом, просверленным и заполненным исследуемыми веществами или пропитанным их растворами, широко используется в спектральном анализе руд, минералов, солей и т. п. Темп-ра плазмы при введении примесей исследуемых веществ снижается прибл. пропорционально эфф. потенциалу ионизации среды.

Д. р. пост. тока может устойчиво гореть в воздухе как между угольными, так и между металлич. электродами. Но разряд переменного тока горит самостоятельно при любых токах только между угольными электродами. При использовании же металлич. электродов для поддержания разряда при токах $<$10 А необходим вспомогат. ионизатор (с этой целью в практике спектрального анализа, напр., применяется наложение ВЧ-разряда на дуговой, горящий при частоте 50 Гц).

Д. р. становится фактически самостоятельным и при применениях накаливаемого катода (обычно при низких давлениях газа). Однако практически все характеристики разряда при этом остаются типично «дуговыми», за исключением величины катодного падения потенциала, к-рая ещё снижается. Аналогичное снижение происходит и при использовании плазменных катодов (см. также *Низковольтная дуга*).

Применение Д. р. в качестве спец. источника света в научных исследованиях требует обычно стабилизации положит. столба в пространстве. Такая стабилизация может осуществляться шайбами или стенками разрядной трубки, тангенциальными потоками жидкости или газа в узких каналах, вихревым потоком газа вдоль столба свободно горящей дуги, магн. полем и т. д.

Д. р. применяется также в разл. конструкциях генераторов плазмы (напр., в *плазмотронах*), в нек-рых плазмохим. реакторах, в электросварке, в разл. электронных и осветит. приборах (коммутаторы, ртутные выпрямители, газотроны, газоразрядные источники света и т. д.).

Лит.: Г р а н о в с к и й В. Л., Электрический ток в газе, М., 1971; Экспериментальные исследования плазмотронов, под ред. М. Ф. Жукова, Новосиб., 1977. *В. Н. Колесников.*

ДЫРКА — *квазичастица* (*фермион*); наряду с электроном проводимости используется для описания электронной системы *полупроводников*, *полуметаллов* и *металлов*. Термин «Д.» применяется в двух близких, но различных смыслах. 1) Возбуждённое квантовое

состояние многоэлектронной системы, характеризующееся тем, что одно из одноэлектронных состояний (заполнением к-рых сформировано многоэлектронное состояние) свободно. Энергия Д. $\mathcal{E}_Д$ отсчитывается от энергии основного состояния ($\mathcal{E}_Д \geqslant 0$). Если система электронов — вырожденный идеальный газ, то равновесная ф-ция распределения Д. $N_Д(\mathcal{E})$ — ф-ция Ферми (см. *Ферми—Дирака распределение*):

$$N_Д(\mathcal{E}) = 1 - \frac{1}{e^{(\mathcal{E}-\mathcal{E}_F)/kT}+1} \equiv \frac{1}{e^{\mathcal{E}_Д/kT}+1}.$$

Здесь T — темп-ра, $\mathcal{E}_F$ — *ферми-энергия*; $\mathcal{E}_Д = \mathcal{E}_F - \mathcal{E} > 0$; $\mathcal{E} < \mathcal{E}_F$.

При образовании Д. освободивший место электрон может оказаться свободным, а может перейти в связанное (локализованное) состояние (напр., при образовании Д. путём введения в полупроводник акцепторов). Д. также может образоваться не только в свободном состоянии, но и в связанном (напр., на донорах).

2) Свободное при $T=0$К состояние в разрешённой энергетич. зоне с отрицат. *эффективной массой* $m^* < 0$. Существование Д. (в этом смысле) обычно обусловлено пересечением зон в металлах и полуметаллах или попаданием в валентную зону полупроводника энергетич. уровней акцепторов (состояния с $m^* < 0$ расположены вблизи «потолка» валентной зоны). Д. вводят в тех случаях, когда *ферми-поверхность* окружает свободные от электронов состояния (поверхность Ферми заполнена Д.).

Осн. черты динамики Д. (в обоих смыслах): в магн. поле Д. движется как положительно заряженная частица; с ростом энергии её скорость уменьшается. Возможность описания движения электронной системы проводников с помощью Д. обеспечивается тем, что электронный ток полностью заполненной зоны равен нулю.

Введение Д. помогает понять многие свойства ряда веществ: обратные знаки константы Холла (см. *Гальваномагнитные явления*), термоэдс (см. *Термоэлектрические явления*) и др.

Лит. см. при ст. *Зонная теория, Полупроводники.*

М. И. Каганов.

ДЫРОК ТЕОРИЯ ДИРАКА — теоретич. модель *вакуума* физического, предложенная в 1930 П. А. М. Дираком (P. A. M. Dirac) для устранения трудностей релятивистской квантовой теории электрона (см. *Дирака уравнение*); привела к предсказанию существования *античастиц*, процессов *рождения пар* и их *аннигиляции* и т. д., а также к представлению о вакууме как об особом типе материальной среды (см. *Поляризация вакуума*).

Полная система решений ур-ния Дирака содержит наряду с имеющими физ. смысл состояниями с положит. энергией $\mathcal{E}$ также и отделённые от них энергетич. щелью Δ состояния с отрицат. энергией (в частности, для свободной частицы с массой m и импульсом p энергия $\mathcal{E} = \pm c\sqrt{p^2+m^2c^2}$, $\Delta = 2mc^2$). Это ведёт к ряду следствий, противоречащих опыту: нестабильности физ. состояния с $\mathcal{E} > 0$ за счёт переходов частицы в состояния с $\mathcal{E} < 0$, «самоускорению» взаимодействующих частиц разного знака энергии и т. д. Безуспешность попыток избавиться от состояний с $\mathcal{E} < 0$ для одночастичного ур-ния Дирака заставила пересмотреть само понятие вакуума как состояния, в к-ром нет частиц. Это и привело к Д. т. Д. Её идея была подсказана квантовой теорией валентности, в соответствии с к-рой заполненные электронные оболочки атомов в хим. смысле ненаблюдаемы, а проявляет себя лишь избыток или недостаток электронов по отношению к таким оболочкам.

Первоначально Д. т. Д. формулировалась применительно к электрону, но затем была распространена на др. типы ферми-частиц (мюон, нуклон и др.). Её основу составляют след. постулаты. а) В состоянии вакуума все уровни с $\mathcal{E} < 0$ заполнены частицами, а все уровни с $\mathcal{E} > 0$ свободны. Такое распределение частиц считается ненаблюдаемым (несмотря на бесконечную величину его плотности энергии, плотности заряда и т. д.), играя роль начала отсчёта для физ. величин. Поэтому наблюдаемое значение физ. величины A для к.-л. системы равно разности A (система + вакуум) — A (вакуум). б) Заполненный уровень с $\mathcal{E} > 0$ воспринимается наблюдателем как частица, а свободный уровень («дырка») с $\mathcal{E} < 0$ — как *античастица*. Дырке в электронном вакууме соответствует позитрон (массы частицы и дырки равны, а заряды равны и противоположны по знаку). в) Фотон с энергией, большей Δ, способен возбуждать вакуум, переводя частицу из состояния с $\mathcal{E} < 0$ в состояние с $\mathcal{E} > 0$. Это соответствует процессу рождения пары частица-античастица. Их аннигиляция отвечает переходу частицы из состояния с $\mathcal{E} > 0$ в свободное состояние с $\mathcal{E} < 0$, сопровождаемому излучением фотона.

Д. т. Д. устранила трудности одночастичного ур-ния Дирака (в частности, стабильность физ. состояния частицы связана с тем, что её переход в состояния с $\mathcal{E} < 0$ запрещён принципом Паули). Все следствия Д. т. Д.— как качественные (существование античастиц, процессы рождения и аннигиляции пар, поляризация вакуума), так и многие количественные подтвердились экспериментально.

В аппарате совр. квантовой теории поля Д. т. Д. в её первонач. форме не используется (за исключением относительно редких применений, напр. для наглядного расчёта нелинейных вакуумных эффектов; см. *Лагранжиан эффективный*). Применяются более компактные формулировки, равноценные Д. т. Д.: лагранжиан в виде *нормального произведения* операторов поля в сочетании с требованием *перекрёстной симметрии*, *Грина функции* с возвратным во времени движением частицы и др.

Физ. картина, отвечающая Д. т. Д., и сходный матем. аппарат используются в физике *полупроводников*, где аналогом областей $\mathcal{E} < 0$ и $\mathcal{E} > 0$ служат соответственно валентная зона и зона проводимости, аналогом Δ — ширина разделяющей их запрещённой зоны, аналогом рождения пар фотонами — рождение частиц и дырок под действием световой накачки. Связанному состоянию электрона и дырки — *экситону* соответствует в физике высоких энергий *позитроний* — связанное состояние электрона и позитрона. В 1968 была предсказана и в 70-х гг. обнаружена новая форма вещества — *электронно-дырочная жидкость*. Соответствующий аналог в физике высоких энергий — самосвязанная относительно плотная система электронов и позитронов в присутствии световой накачки — пока неизвестен.

Лит.: Дирак П. А. М., Теория позитрона, в кн.: Атомное ядро, Л.— М., 1934; его же, Развитие квантовой теории, «Природа», 1972, № 3, с. 68.

Д. А. Киржниц.

ДЮЛОНГА И ПТИ ЗАКОН — эмпирич. правило, согласно к-рому молярная *теплоёмкость* при пост. объёме для всех простых твёрдых тел одинакова и составляет прибл. 25 Дж/моль·К. Установлен в 1819 франц. физиками П. Дюлонгом (P. L. Dulong) и А. Пти (A. Th. Petit). Д. и П. з. может быть выведен из закона равнораспределения колебат. энергии по степеням свободы, согласно к-рому на каждую степень свободы колебат. движения приходится энергия kT, где T — абс. темп-ра. Поскольку число колебательных степеней свободы у кристалла, содержащего N атомов (N — число Авогадро), равно $3N$ (см. *Динамика кристаллической решётки*), то ср. энергия теплового движения в кристалле, содержащем 1 моль вещества, составляет $\mathcal{E} = 3NkT$, а соответствующая молярная теплоёмкость равна $\partial\mathcal{E}/\partial T = c_V = 3Nk = 24{,}9$ Дж/моль·К.

Д. и П. з. удовлетворительно выполняется для большинства хим. элементов и простых соединений при комнатной темп-ре. При понижении темп-ры теплоёмкость падает гораздо ниже значения, даваемого Д. и П. з., стремясь к нулю как T^3 у диэлектриков и как T — у металлов. Отклонения от Д. и П. з. при низких

темп-рах были объяснены в *Дебая теории* твёрдого тела. Согласно этой теории, Д. и П. з. относится к области высоких темп-р (выше *Дебая температуры* θ_D), в к-рой возбуждены все колебат. степени свободы. При понижении темп-ры происходит «вымораживание» всё большего числа степеней свободы, что и приводит к уменьшению теплоёмкости. В кристаллах с высокой темп-рой Дебая (у алмаза θ_D=1860 К, у бериллия θ_D=1000 К) Д. и П. з. не выполняется уже при комнатной темп-ре.

Небольшие отклонения от Д. и П. з. наблюдаются и при высоких темп-рах ($T>\theta_D$). Они связаны с ангармонизмом колебаний кристаллич. решётки и дисперсией акустич. *фононов*, обусловленной дискретной структурой кристалла. Для сложных кристаллов Д. и П. з. может не выполняться по двум причинам: 1) кристалл плавится или разлагается при $T<\theta_D$, т. е. не существует в области, где справедлив Д. и П. з.; 2) существенный вклад в теплоёмкость вносят внутримолекулярные колебания (напр., такими колебаниями обусловлено 20% теплоёмкости бензола при T=150 К и 80% при 270 К).

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976; Ашкрофт Н., Мермин Н., Физика твёрдого тела, пер. с англ., т. 2, М., 1979.

Э. М. Эпштейн.

ДЮФУ́РА ЭФФЕ́КТ (термодиффузионный эффект) — появление теплового потока вследствие градиента концентрации в бинарной системе газов или жидкостей. Необратимый процесс, обратный термодиффузии. Открыт Л. Дюфуром (L. Dufour) в 1872, подробно исследован К. Клузиусом (K. Clusius) и Л. Вальдманом (L. Waldmann) в 1942—49. Тепловой поток $\boldsymbol{J}_q$, возникающий при пост. давлении вследствие градиента концентрации ∇c_1 и темп-ры ∇T, равен:

$$\boldsymbol{J}_q = -\lambda\nabla T - \rho_1 T\mu_{11}^c D''\nabla c_1,$$

где λ — коэф. теплопроводности, D'' — коэф. Дюфура, ρ_1 — плотность первого компонента, $\mu_{11}^c=(\partial\mu_1/\partial c_1)_T$, μ_1 — хим. потенциал первого компонента. Появление производной хим. потенциала по концентрации связано с тем, что в линейных соотношениях Онсагера (см. *Онсагера теорема*) термодинамич. силы пропорц. градиентам хим. потенциалов. Величину $\beta=\rho_1 T\mu_{11}^c D''$ называют коэф. диффузионного термоэффекта.

Кроме теплового потока в такой бинарной системе возникает и поток массы (диффузия):

$$\boldsymbol{J}_1 = -\rho c_1 c_2 D'\nabla T - \rho D\nabla c_1,$$

где D' — коэф. термодиффузии, D — коэф. диффузии; величина $K_T = c_1c_2TD'/D$ наз. термодиффузионным отношением. Д. э. и перенос массы наз. перекрёстными процессами. Согласно теореме Онсагера, коэф. Дюфура и коэф. термодиффузии равны: $D''=D'$ (соотношение Онсагера). Значения коэф. Дюфура (и соответственно коэф. термодиффузии) могут быть как положительными, так и отрицательными, но при этом всегда

$$(D'')^2 \leqslant \frac{\lambda D}{T\rho c_1^2 c_2 \mu_{11}^c},$$

что следует из положительности производства энтропии и условия термодинамич. устойчивости. В стационарном состоянии, когда диффузионный поток обращается в нуль,

$$\frac{D'}{D} = -\frac{1}{c_1c_2}\frac{\nabla c_1}{\nabla T};$$

это отношение наз. коэффициентом Соре и в жидких и газовых смесях имеет порядок величины 10^{-3}—10^{-5} $К^{-1}$. Т. о., зная значение D, можно определить D', а следовательно, и D''. Для жидкостей $D''\sim10^{-8}$—10^{-10} см/с·К, для газов $D''\sim10^{-4}$—10^{-6} $см^2/с\cdot К$.

Коэф. D'' можно измерить и непосредственно по градиенту темп-ры, возникающему при смешивании разл. жидкостей или газов:

$$\frac{D''}{\lambda} = \frac{1}{T\rho_1\mu_{11}^c}\frac{\Delta T}{\Delta c},$$

где ΔT — макс. разность темп-р разл. жидких или газообразных веществ, имевших до смешивания одинаковую темп-ру. В газах ΔT порядка неск. К, а жидкостях в 10^4 раз меньше. Эти результаты подтверждают соотношение Онсагера.

Лит.: Гроот С. де, Мазур П., Неравновесная термодинамика, пер. с англ., М., 1964, гл. 11; Хаазе Р., Термодинамика необратимых процессов, пер. с нем., М., 1967, гл. 4.

Д. Н. Зубарев.

ЕВКЛИ́ДОВА КВА́НТОВАЯ ТЕО́РИЯ ПО́ЛЯ (ЕКТП) — раздел квантовой теории поля и один из осн. методов *конструктивной квантовой теории поля*, в к-ром изучаются квантовополевые объекты (матричные элементы S-матрицы, *Уайтмена функции* и т. д.) в четырёхмерном евклидовом пространстве, в отличие от обычного подхода, в к-ром те же объекты изучаются в четырёхмерном пространстве-времени Минковского. В основе ЕКТП лежит тот факт, что решения временно́го ур-ния Шрёдингера как в квантовой механике, так и в КТП аналитически продолжаются по времени t в ниж. полуплоскость $t\to -i\tau$. Это является следствием предположения о положительности энергий физ. состояний, т. е. ограниченности полного гамильтониана системы снизу, что соответствует предположению о стабильности физ. мира.

Впервые идея перехода к мнимым временам и замены индефинитной метрики Минковского положительно определённой евклидовой метрикой появилась в работе Ф. Дж. Дайсона (F. J. Dyson) в нач. 1950-х гг. Затем предложение рассматривать продолжения ф-ций Грина в область мнимых времён выдвинули Е. С. Фрадкин, Т. Накано (T. Nakano), Дж. К. Вик (G. C. Wick) и Ю. Швингер (J. Schwinger). В 1975 К. Остервальдер (K. Osterwalder) и Р. Шрадер (R. Schrader) сформулировали необходимые и достаточные условия, при к-рых описания квантовополевых систем в ЕКТП и в обычном подходе полностью совпадают. Бурный расцвет ЕКТП был связан с открытием, что евклидово квантовое поле может интерпретироваться как обобщённое случайное поле, что позволило применить в ЕКТП методы статистич. физики и теорию гауссовых случайных процессов. Это привело к существ. прогрессу в конструктивной квантовой теории поля. С др. стороны, методы ЕКТП позволили получить ряд новых результатов в статистич. физике.

Лит.: Саймон Б., Модель $P(\varphi)_2$ евклидовой квантовой теории поля, пер. с англ., М., 1976; Евклидова квантовая теория поля. Марковский подход. Сб. ст., пер. с англ., М., 1978.

Г. В. Ефимов.

ЕВКЛИ́ДОВО ПРОСТРА́НСТВО — конечномерное векторное пространство с положительно определённым *скалярным произведением*. Является непосредств. обобщением обычного трёхмерного пространства. В Е. п. существуют декартовы координаты, в к-рых скалярное произведение (xy) векторов $x=(x_1, \ldots, x_n)$ и $y=(y_1, \ldots, y_n)$ имеет вид $(xy)=x_1y_1+\ldots+x_ny_n$. В произвольных координатах скалярное произведение по определению удовлетворяет условиям: 1) $(xx)\geqslant 0$, $(xx)=0$ лишь при $x=0$; 2) $(xy)=(yx)^*$; 3) $(\alpha xy)=\alpha(xy)$; 4) $(x\{y+z\})=(xy)+(xz)$, где α — любое комплексное число, * означает комплексное сопряжение. В Е. п. имеет место неравенство Коши — Буняковского $|(xy)|^2\leqslant (xx)(yy)$. Число $|x|=\sqrt{(xx)}$ наз. нормой (или длиной)

вектора x, а угол θ между векторами x, y находят из ф-лы $\cos\theta = (xy)/|x|\,|y|$. Первоначально евклидовыми наз. пространства, в к-рых выполнены аксиомы евклидовой геометрии, осн. понятиями к-рой являются длина векторов и угол между ними. Бесконечномерное Е. п. обычно наз. *гильбертовым пространством*. Пространство, в к-ром нарушено условие 1) положительности скалярного произведения, наз. *псевдоевклидовым пространством*. Пространство, в к-ром n чётно, а условие 2) заменяется условием $(xy) = -(yx)$, наз. симплектическим пространством.

Лит.: Гельфанд И. М., Лекции по линейной алгебре, 4 изд., М., 1971; Дубровин Б. А., Новиков С. П., Фоменко А. Т., Современная геометрия, 2 изд., М., 1986.

С. В. Молодцов.

ЕВРО́ПИЙ (Europium), Eu — хим. элемент III группы периодич. системы элементов, ат. номер 63, ат. масса 151,96, входит в семейство лантаноидов. Природный Е. состоит из изотопов с массовыми числами 151 (47,82%) и 153 (52,18%). Электронная конфигурация трёх внеш. оболочек $4s^2p^6d^{10}f^75s^2p^66s^2$. Энергии последоват. ионизации равны 5,664, 11,25 и 24,7 эВ. Кристаллохим. радиус атома Eu 0,202 нм (наибольший среди лантаноидов), радиус иона Eu^{3+} 0,097 нм. Значение электроотрицательности 1,01.

В свободном виде — серебристо-белый металл, кристаллическая решётка объёмноцентрированная кубическая с постоянной решётки a=0,45720 нм. Плотн. 5,245 кг/дм^3, $t_{пл}$=822 °С, $t_{кип}$=1597 °С. Теплота плавления 9,2 кДж/моль, теплота испарения 146 кДж/моль, уд. теплоёмкость 27,6 Дж/моль·К, уд. сопротивление $8{,}13\cdot10^{-5}$ Ом·см (при 25 °С). Парамагнитен, магн. восприимчивость $22\cdot10^{-8}$. В хим. соединениях проявляет степени окисления +2 и +3.

Природные изотопы Е. обладают высокими сечениями захвата тепловых нейтронов, поэтому Е. используют как эфф. поглотитель нейтронов. Eu служит активатором в разл. люминофорах на основе соединений Y, Zn и др. Лазеры на основе рубина, активированного Eu^{3+}, дают излучение в видимой области спектра. Из радионуклидов наиб. значение имеют β^--радиоактивные ^{152}Eu ($T_{1/2}$=13,33 г.) и ^{154}Eu ($T_{1/2}$=8,8 г.), применяемые в γ-дефектоскопии и др. целях.

С. С. Бердоносов.

ЕДИ́НАЯ ТЕО́РИЯ ПО́ЛЯ — единая теория материи, призвавшая свести всё многообразие свойств элементарных частиц и их взаимопревращений (взаимодействий) к небольшому числу универсальных принципов. Такая теория ещё не построена и рассматривается скорее как стратегия развития физики микромира.

Первым примером объединения разл. физ. явлений (эл.-магн., световых) принято считать *Максвелла уравнения*. След. этапом были попытки А. Эйнштейна объединить эл.-магн. и гравитац. явления на основе *общей теории относительности*, связывающей гравитац. взаимодействия материи с геом. свойствами пространства-времени. Предпринимались также попытки объединения взаимодействий на основе нелинейного спинорного поля [В. Гейзенберг (W. Heisenberg), 1958]. Однако существенно продвинуться в этих направлениях не удалось.

Более плодотворным оказался путь расширения глобальной симметрии ур-ний движения до локальной *калибровочной инвариантности*, справедливой в каждой точке пространства-времени. Формулировка этого принципа принадлежит Р. Утияме (R. Utiyama), к-рый, в частности, показал (1956), что его применение к симметрии пространства-времени (группе Лоренца) приводит к теории гравитации Эйнштейна. На основе применения принципа локальной калибровочной симметрии к *изотопической инвариантности*, выполненного Р. Л. Миллсом (R. L. Mills) и Янгом (Yang Chen Ning), Ш. Глэшоу (Sh. Glashow), С. Вайнбергом (S. Weinberg), а также А. Саламом (A. Salam), была построена в нач. 70-х гг. объединённая теория слабого и эл.-магн. взаимодействий *лептонов* и *кварков* (см. *Электрослабое взаимодействие*). Наиб. существ. предсказание этой теории — наличие трёх тяжёлых (в 80—90 протонных масс) слабо взаимодействующих векторных частиц — *промежуточных векторных бозонов*, играющих роль переносчиков слабого взаимодействия (открыты экспериментально в 1983). Делаются попытки включения в эту схему и *квантовой хромодинамики* — теории сильного взаимодействия кварков и *глюонов*; это т. н. *великое объединение*, объединяющее в одно семейство (один супермультиплет) кварки и лептоны. Важным предсказанием разл. моделей великого объединения является нарушение законов сохранения барионного и лептонного чисел, приводящее, в частности, к нестабильности протона со временем жизни 10^{30}—10^{34} лет. Проводятся эксперименты по наблюдению такой нестабильности. Предпринимаются попытки объединения взаимодействий на основе гипотезы о составной природе кварков и лептонов (см. *Составные модели* лептонов и кварков).

Др. направлением объединения, включающим также и гравитац. взаимодействие, является расширение калибровочной симметрии до т. н. *суперсимметрии*, объединяющей частицы с разл. спинами (и, следовательно, с разными статистич. свойствами). Пока эти попытки не привели к достаточно удовлетворительной с физ. точки зрения схеме (см. *Супергравитация*).

Значит. надежды на объединение всех взаимодействий связываются с теорией *суперструн* в многомерном (двадцатишестимерном или десятимерном) пространстве. При этом имеется возможность сделать мир «лишних» измерений (сверх четырёхмерного пространства-времени) замкнутым с радиусом порядка *планковской длины* ($\sim10^{-33}$ см) и рассматривать преобразования в нём как преобразования *внутренней симметрии*. На этом пути можно получить теорию, содержащую все взаимодействия всех известных фундам. частиц. Такая теория, однако, предсказывает существование большого кол-ва не наблюдаемых пока «лишних» частиц с большой (>1 ТэВ) массой.

А. В. Ефремов.

ЕДИНИ́ЦЫ ФИЗИ́ЧЕСКИХ ВЕЛИЧИ́Н — конкретные физ. величины, к-рым по определению присвоены числовые значения, равные единице. Мн. Е. ф. в. воспроизводятся мерами, применяемыми для измерений (напр., метр, килограмм). Исторически сначала появились Е. ф. в. для измерения длины, площади, объёма, массы, времени, причём в разных странах размеры единиц не совпадали. По мере расширения торговли, развития наук и техники число Е. ф. в. увеличивалось, начались их унификация и создание *систем единиц*. В 18 в. во Франции была предложена метрич. система мер, распространившаяся затем и в др. странах. На её основе был построен ряд метрич. систем единиц, применявшихся в разл. областях физики и техники. Дальнейшее упорядочение Е. ф. в. связано с введением *Международной системы единиц* (СИ).

Е. ф. в. делятся на системные, т. е. входящие в к.-л. систему единиц, и внесистемные (напр., мм рт. ст., лошадиная сила, электронвольт) единицы. Системные единицы подразделяются на основные, выбираемые произвольно (метр, килограмм, секунда и др.), и производные, образуемые по ур-ниям связи между физ. величинами (ньютон, джоуль и т. п.). Для удобства выражения разл. количеств к.-л. величины, во много раз бо́льших или меньших Е. ф. в., применяются кратные и дольные единицы. В метрич. системах кратные и дольные единицы (за исключением единиц времени и угла) образуются умножением системной единицы на 10^n, где n — целое положит. или отрицат. число. Каждому из этих чисел соответствует одна из десятичных приставок (санти-, кило-, милли-, нано- и т. д.), принятых для образования наименований кратных и дольных единиц.

Лит.: Бурдун Г. Д., Единицы физических величин, 4 изд., М., 1967; Сена Л. А., Единицы физических величин и их размерности, 2 изд., М., 1977; Бурдун Г. Д., Справочник по Международной системе единиц, 3 изд., М., 1980;

ГОСТ 8.417—81. Гос. система обеспечения единства измерений. Единицы физических величин.

ЁМКОСТНОЕ СОПРОТИВЛЕ́НИЕ в цепи переменного тока — реактивная часть сопротивления двухполюсника (см. *Импеданс*), в к-ром синусоидальный ток опережает по фазе приложенное напряжение подобно тому, как это имеет место в обычном электрич. конденсаторе. В идеальном случае, когда диэлектрич. заполнение конденсатора не обладает ни потерями, ни дисперсией и он характеризуется единственным параметром — ёмкостью C=const, Ё. с., определяемое как отношение амплитуд напряжения и тока, равно $X_C = 1/\omega C$ (ω — циклич. частота). При этом ток опережает по фазе напряжение точно на угол $\pi/2$, вследствие чего в среднем за период не происходит ни накопления эл.-магн. энергии в конденсаторе, ни её диссипации: дважды за период энергия успевает накачаться внутрь конденсатора (в основном в виде энергии электрич. поля) и возвратиться обратно в источник (или во внеш. цепь).

Принято считать, что если при описании временны́х процессов через фактор $\exp(i\omega t)$ реактанс (мнимая часть импеданса) произвольного двухполюсника оказывается отрицательным, то он имеет ёмкостный характер: $Z = R + iX$, $X < 0$. Именно этот признак, а не обратная пропорциональность зависимости X от частоты ($X(\omega) \sim \omega^{-1}$) характерен для Ё. с. В принципе функция $X(\omega)$ для Ё. с. может быть произвольной (известные ограничения накладывают только *Крамерса—Кронига соотношения*); более того, даже реактивная энергия внутри Ё. с. не обязательно должна быть преим. электрической: Ё. с. вообще может быть воспроизведено с помощью самоуправляемых *фазовращателей* (гираторов). Отметим также, что один и тот же двухполюсник может вести себя по-разному в разл. диапазонах частот. Так, отрезок двухпроводной линии длиной l, разомкнутый на конце, на низких частотах $\omega < \pi c/2l$ имеет Ё. с.; в интервале $\pi c/2l < \omega < \pi c/l$ — *индуктивное сопротивление*; потом снова Ё. с. и т. д. *М. А. Миллер, Г. В. Пермитин.*

ЁМКОСТЬ ЭЛЕКТРИ́ЧЕСКАЯ (электроёмкость, или просто ёмкость) — характеристика проводящего тела, мера его способности накапливать электрич. заряд. Численно Ё. э. C равна заряду q, к-рый необходимо сообщить уединённому телу для изменения его потенциала φ на единицу, и определяется соотношением $C = q/\varphi$. Ё. э. зависит от диэлектрич. проницаемости окружающей среды, формы и размеров тела, не зависит от проводимости вещества и его агрегатного состояния. В частности, в системе СГСЭ Ё. э. уединённого проводящего шара в вакууме численно равна его радиусу r; Ё. э. такого же шара, расположенного в однородной изотропной среде с *диэлектрической проницаемостью* ε, равна $C = \varepsilon r$. В СИ Ё. э. проводящего шара, расположенного в диэлектрике с абс. диэлектрич. проницаемостью ε_a, равна $C = 4\pi\varepsilon_a r$. В общем случае Ё. э. геометрически подобных проводящих тел пропорциональна их линейным размерам.

В СИ единицей измерения ёмкости является фарад (Ф), в системе СГСЭ — сантиметр ёмкости (см): $1\,\Phi = 9 \cdot 10^{11}$ см.

В системе n проводящих тел связь зарядов тел с их потенциалами линейная (см., напр., [1—3]) и описывается тремя способами:

$$\varphi_m = \sum_{k=1}^{n} \alpha_{mk} q_k; \qquad (1)$$

$$q_m = \sum_{k=1}^{n} \beta_{mk} \varphi_k; \qquad (2)$$

$$q_m = C_{mm}\varphi_m + \sum_{k=1}^{n} C_{mk}(\varphi_m - \varphi_k), \qquad (3)$$

где φ_m и q_m — потенциал и заряд тела m, α_{mm} и α_{mk} — собственные и взаимные (при $k \neq m$) потенциальные коэффициенты, β_{mm} и β_{mk} — собственные и взаимные ёмкостные коэффициенты, C_{mm} и C_{mk} — собственные и взаимные частичные ёмкости. Коэффициенты в (1), (2) и (3) связаны соотношениями:

$$\beta_{mm} = \frac{A_{mm}}{D}, \quad \beta_{mk} = \frac{A_{mk}}{D};$$

$$C_{mm} = \sum_{k=1}^{n} \beta_{mk}, \; C_{mk} = -\beta_{mk}, \qquad k \neq m,$$

где D — определитель системы (1), A_{mm} и A_{mk} — алгебраич. дополнения α_{mm} и α_{mk} соответственно. В электротехнике обычно пользуются коэф. C_{mm} и C_{mk}. Частичная собственная ёмкость $C_{mm} = q_m/\varphi_m$ при равенстве потенциалов всех тел, а частичная взаимная ёмкость $C_{mk} = C_{km} = -q_m/\varphi_k$ при нулевых потенциалах всех тел, кроме потенциала тела k.

В практически интересном случае двух проводящих тел их Ё. э. численно равна заряду q, к-рый нужно перенести с одного тела на другое, с тем чтобы изменить разность потенциалов $\varphi_1 - \varphi_2$ на единицу, и определяется соотношением $C = q/(\varphi_1 - \varphi_2)$. Из (3) следует, что в этом случае

$$C = C_{12} + \frac{C_{11}C_{22}}{C_{11} + C_{22}}.$$

Как правило, частичная взаимная Ё. э. C_{12} двух тел, расположенных на расстояниях, соизмеримых с их размерами, значительно больше частичных собственных Ё. э. C_{11} и C_{22}.

Ё. э. двух близко расположенных проводящих пластин без учёта влияния краевых эффектов (в СИ): $C = \varepsilon_a S/d$, где d — расстояние между пластинами, S — площадь пластины. Ё. э. двух сферич. проводящих поверхностей с общим центром: $C = 4\pi\varepsilon_a r_1 r_2/(r_1 - r_2)$, где r_1 и r_2 — радиусы внутр. и внеш. поверхностей. Ё. э. двух соосных цилиндрич. проводящих поверхностей без учёта эффектов на концах цилиндров: $C = 2\pi\varepsilon_a l/\ln(r_2/r_1)$, где r_1 и r_2 — радиусы поверхностей, l — длина цилиндров. Ё. э. двухпроводной линии: $C = \pi\varepsilon_a l/\ln(d/a - 1)$, где a — радиус проводов, d — расстояние между осями проводов, l — длина линии. Ё. э. провода воздушной трёхфазной линии, расположенной над Землёй: $C = 2\pi\varepsilon_a l/\ln[2hd/(aD)]$, где l — длина линии, h — ср. геом. значение высоты проводов над землёй, d — ср. геом. значение расстояний между проводами, D — ср. геом. значение расстояний между проводами и зеркальными (относительно Земли) изображениями соседних проводов. В СГСЭ в приведённых ф-лах следует заменить ε_a на $\varepsilon/4\pi$.

В технике для получения нужных величин Ё. э. используются спец. устройства — конденсаторы. Все др. элементы и устройства, применяемые в электрич. цепях разл. назначения, также обладают Ё. э. Так, напр., трансформаторы имеют межвитковую ёмкость, ёмкость между выводами, ёмкость между обмотками и т. п., все электронные приборы — межэлектродные ёмкости, протяжённые устройства обладают распределённой по длине Ё. э. и т. д. Влияние этих ёмкостей в нек-рых режимах может быть существенным.

В теории электрич. цепей Ё. э.— параметр ёмкостного элемента электрич. схемы, представляющего собой двухполюсник, характеризующийся зависимостью заряда от напряжения $q(U)$, к-рая может быть линейной (в случае линейной ёмкости) или нелинейной (в случае нелинейной ёмкости; см., напр., *Варикап*). Действующие значения синусоидальных токов I и напряжения в линейной ёмкости связаны соотношением: $U = x_C I$, где $x_C = (\omega C)^{-1}$ — ёмкостное сопротивление, ω — круговая частота синусоидальных токов и напряжения. В нелинейных ёмкостях синусоидальное напряжение вызывает несинусоидальный ток. Ё. э. как элемент схемы соответствует элементы цепи — конденсатору при его идеализации.

Лит.: 1) Иоссель Ю. Я., Кочанов Э. С., Струнский М. Г., Расчёт электрической ёмкости, 2 изд., Л., 1981; 2) Сивухин Д. В., Общий курс физики, 2 изд.,

[т. 3] — Электричество, М., 1983; 3) Новожилов Ю. В., Яппа Ю. А., Электродинамика, М., 1978; 4) Нейман Л. Р., Демирчян К. С., Теоретические основы электротехники, 3 изд., т. 2, Л., 1981. *Ф. Н. Шакирзянов.*

ЕСТЕСТВЕННАЯ ШИРИНА СПЕКТРАЛЬНОЙ ЛИНИИ — ширина спектральной линии, обусловленная спонтанными квантовыми переходами изолированной квантовой системы (атома, молекулы, ядра и т. д.). Е. ш. с. л. наз. также радиац. шириной.

В соответствии с принципом неопределённости возбуждённые уровни i энергии квантовой системы, обладающие конечным временем жизни τ_i, являются квазидискретными и имеют конечную (малую) ширину $\hbar\Gamma_i$ (см. *Ширина уровня*). Энергия возбуждённого уровня равна $\mathcal{E}_i - i\hbar\Gamma_i/2$, где $\Gamma_i = \tau_i^{-1} = \sum_k A_{ik}$ — суммарная вероятность всех возможных спонтанных квантовых переходов с уровня i (A_{ik} — вероятность перехода на уровень k; см. *Эйнштейна коэффициенты*). Если уровень энергии j, на к-рый переходит квантовая система, также является возбуждённым, то Е. ш. с. л. равна $(\Gamma_i + \Gamma_j)$. Вероятность dw_{ij} излучения фотонов в интервале частот $d\omega$ при переходе $i-j$ определяется ф-лой:

$$dw_{ij} = \frac{A_{ij}}{\Gamma_i} \cdot \frac{\Gamma_i + \Gamma_j}{2\pi} \cdot \frac{d\omega}{(\omega - \omega_{ij})^2 + {}^1/_4(\Gamma_i + \Gamma_j)^2}.$$

Для резонансных линий атомов и ионов Е. ш. с. л. равна:

$$\Gamma = A_{ij} = \frac{2e^2\omega_{ij}^2}{mc^3} |f_{ij}|,$$

где f_{ij} — сила осциллятора перехода $i-j$, она очень мала по сравнению с частотой перехода ω_{ij}: $\Gamma/\omega_{ij} \sim \sim\alpha^3(z+1)^2$ (здесь $\alpha = 1/137$ — постоянная тонкой структуры, z — кратность заряда иона). Особенно малой шириной обладают *запрещённые линии*.

Естественная ширина линии классич. осциллятора с зарядом e, массой m и собств. частотой ω_0 равна: $\Gamma = 2e\omega_0^2/3mc^3$. Радиац. затухание приводит также к очень небольшому смещению максимума линии в сторону меньших частот $\sim\Gamma^2/4\omega_0$.

Спонтанные квантовые переходы, определяющие конечную ширину уровней энергии и Е. ш. с. л., не всегда происходят с испусканием фотонов. Напр., при определ. условиях могут происходить процессы, сопровождающиеся испусканием одного или неск. электронов (см. *Оже-эффект*, *Ионизация полем*). В ряде случаев, напр. в возбуждённых ядрах, автоионизац. состояниях атомов, значения ширин уровней могут оказаться сравнимыми с расстояниями между уровнями энергии; при этом спектр системы можно считать непрерывным (см. *Сплошной спектр*).

Лит.: Гайтлер В., Квантовая теория излучения, [пер. с англ.], М., 1956; Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Релятивистская квантовая теория, ч. 1, М., 1968; см. также лит. при ст. *Атом*, *Молекула*. *Е. А. Юков.*

ЕСТЕСТВЕННЫЕ СИСТЕМЫ ЕДИНИЦ — системы единиц измерений, в к-рых за осн. единицы приняты фундам. постоянные — скорость света в вакууме c, гравитац. постоянная G, постоянная Планка $\hbar$, постоянная Больцмана k, число Авогадро N_A и др. В обычных системах единиц размер осн. единиц выбирают произвольно; этот выбор определяет значение коэф. в разл. физ. соотношениях. В Е. с. е. приняты за единицы сами эти коэф., являющиеся мировыми постоянными, и при этом условии из физ. соотношений вычисляются единицы разл. физ. величин. Т. о., вид соответствующих ур-ний физики значительно упрощается. В разл. областях применяются разл. Е. с. е., в к-рых ур-ния освобождаются от коэф., содержащих размерные постоянные. Е. с. е. можно в принципе воспроизвести в лаборатории без сравнения с эталонами.

В Е. с. е. Планка принято $c = \hbar = G = k = 1$; она названа в честь М. Планка (M. Planck), к-рый впервые указал на возможность построения такой системы в 1899 (до введения *Планка постоянной*, вместо неё Планк вводил постоянную Вина b, к-рая, как впоследствии было установлено, выражается через $\hbar$ и k: $b = \hbar/k$). Планковской Е. с. е. пользуются в космологии; она особенно удобна для описания процессов, в к-рых одновременно существенны квантовые и гравитац. эффекты, напр. в теории *чёрных дыр* и теории ранней Вселенной.

Е. с. е. решила проблему естеств. единицы длины. Так, напр., *комптоновская длина волны* λ_0, различная для разных элементарных частиц, задаётся массой M частицы: $\lambda_0 = \hbar/Mc$. В теории тяготения масштаб длины определяется гравитац. радиусом $r_g = 2GM/c^2$, также связанным с массой M. В планковской системе единиц за единицу длины L_P берётся ср. геометрическое λ_0 и r_g:

$$L_P = \sqrt{\frac{1}{2} r_g \lambda_0} = (\hbar G/c^3)^{1/2},$$

к-рое не зависит от масс. Др. способ введения Е. с. е. состоит в определении планковской единицы массы M_P из условия $GM_P^2/\hbar c = 1$, где левая часть представляет собой гравитац. аналог *тонкой структуры постоянной*.

Ниже приведена таблица значений единиц планковской системы в единицах СИ:

Физ. величина	Формула	В единицах СИ
Длина L_P	$(\hbar G/c^3)^{1/2}$	$1{,}616 \cdot 10^{-35}$ м
Время T_P	L_P/c	$0{,}533 \cdot 10^{-43}$ с
Частота Ω_P	$1/T_P$	$1{,}8552 \cdot 10^{43}$ $с^{-1}$
Энергия $\mathcal{E}_P$	$\hbar\Omega_P$	$1{,}9564 \cdot 10^{9}$ Дж
Масса M_P	$\mathcal{E}_P/c^2$	$2{,}176 \cdot 10^{-8}$ кг

Иногда через фундам. постоянные выражают единицу заряда $Q_P = (\hbar c)^{1/2} = 1{,}8756 \cdot 10^{-8}$ Кл и сопротивления $R_P = 1/c = 29{,}98$ Ом. Точность единиц ограничивается точностью, с к-рой определена гравитац. постоянная $G = 6{,}6745\,(\pm 0{,}0008) \cdot 10^{-11}$ $м^3 кг^{-1} с^{-2}$.

В теории *электрослабого взаимодействия* используется система, в к-рой единица длины L_F определяется, исходя из константы Ферми (константы слабого четырёхфермионного взаимодействия, см. *Слабое взаимодействие*), в обычных для физики высоких энергий единицах:

$$L_F = (G_F/\hbar c)^{1/2} = 0{,}67392\,(7) \cdot 10^{-16} \text{ см},$$

единица энергии в ней равна

$$\mathcal{E}_F = (\hbar^3 c^3/G_F)^{1/2} = 292{,}807(3) \text{ ГэВ}.$$

В модели *великого объединения* (ВО) вводится система, точные масштабы единиц к-рой пока не определены. Оценка масштаба единиц такой системы:

$$L_{BO} \sim 10^{-29} \text{ см} \sim 10^{-4} L_P$$

$$\mathcal{E}_{BO} \sim 10^{15} \text{ ГэВ} \sim 10^{-4} \mathcal{E}_P$$

отражает иерархию масштабов в совр. эволюц. модели Вселенной.

Последние две Е. с. е. отличаются от планковской тем, что они по существу связаны с определ. массой — массами W- и Z-бозонов, определяющими соответственно электрослабое взаимодействие и великое объединение. Планковская же масса не обязательно связана с бозоном, т. к. гравитация не требует существования промежуточного бозона, передающего взаимодействие.

В атомной физике применяется система атомных единиц Хартри. В качестве осн. единиц в ней приняты заряд электрона, его масса и боровский радиус; как

и в планковской, в такой системе, постоянная Планка равна 1.

Лит.: Бете Г., Солпитер Э., Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами, пер. с англ., М., 1960. *Я. А. Смородинский.*

ЕСТЕ́СТВЕННЫЙ СВЕТ (неполяризованный свет) — совокупность некогерентных световых волн со всеми возможными направлениями напряжённости эл.-магн. поля, быстро и беспорядочно сменяющими друг друга. При этом все направления колебаний, перпендикулярные к световым лучам, равновероятны, т. е. Е. с. обладает осевой симметрией относительно направления распространения. Свет, испускаемый отд. центром излучения (атомом, молекулой, узлом кристаллич. решётки и т. п.), обычно поляризован линейно и сохраняет состояние поляризации в течение 10^{-8} с и меньше (это следует из экспериментов по наблюдению интерференции световых пучков при большой разности хода, когда, следовательно, могут интерферировать волны, испущенные в начале и в конце указанного временно́го интервала). В следующем акте излучения свет может обладать др. направлением поляризации. Обычно одновременно наблюдается излучение огромного числа центров, различно ориентированных и меняющих ориентацию по законам статистики. Это излучение и является Е. с.

Ми. источники света (раскалённые тела, светящиеся газы) испускают свет, близкий к Е. с., но всё же в небольшой степени поляризованный. Это объясняется прохождением света внутри источника от глубинных слоёв наружу и прохождением света через среду от источника к наблюдателю (поляризация при отражении, при рассеянии света средой, дихроизм среды и т. п.). Близок к Е. с. прямой солнечный свет.



ЖДУ́ЩЕЕ УСТРО́ЙСТВО — импульсная электронная схема, к-рая при подаче внеш. запускающего сигнала переходит из исходного устойчивого состояния в квазиустойчивое, а затем под действием внутр. процессов возвращается в исходное состояние. Процессы переходов носят нарастающий, лавинообразный характер. Ж. у. обычно используют для формирования импульсов под воздействием входного запускающего сигнала, причём длительность выходных импульсов определяется параметрами схемы. Примером Ж. у. может служить ждущий *мультивибратор* (одновибратор). Нек-рые релаксац. генераторы (напр., *блокинг-генератор*, фантастрон) могут быть переведены в ж д у щ и й р е ж и м и действовать как Ж. у. И наоборот, ждущие мультивибраторы изменением параметров и режима питания можно перевести в режим автоколебаний.

Лит.: Ицхоки Я. С., Овчинников Н. И., Импульсные и цифровые устройства, М., 1973; Гольденберг Л. М., Импульсные устройства, М., 1981. *В. Х. Кривицкий.*

ЖЕЛЕ́ЗО (Ferrum), Fe, — хим. элемент VIII группы периодич. системы элементов, ат. номер 26, ат. масса 55,847. В природе Ж. представлено четырьмя стабильными изотопами: ^{54}Fe (5,82%), ^{56}Fe (91,66%), ^{57}Fe (2,19%) и ^{58}Fe (0,33%). Электронная конфигурация двух внеш. оболочек $3s^2p^6d^64s^2$. Кристаллохим. радиус атома Fe 0,126 нм, радиус иона Fe^{+2} 0,080 нм, иона Fe^{3+} 0,067 нм. Энергии последоват. ионизации 7,893, 16,18, 30,65 эВ. Значение электроотрицательности 1,64.

Чистое Ж.— блестящий серебристо-белый вязкий и ковкий металл. α-Fe обладает объёмноцентрированной кубич. решёткой (при 20 °С постоянная решётки a= =0,286645 нм); при темп-рах 910—1400 °С Ж. α-Fe переходит в γ-Fe с гранецентрированной кубич. решёткой (a=0,364 нм). До точки Кюри (t=769 °С) α-Fe ферромагнитно, выше — парамагнитно. Парамагн. Ж. α-Fe, устойчивое при темп-рах 769—940 °С, иногда рассматривают как особую модификацию Ж.— β-Fe, а Ж. с решёткой α-Fe, устойчивое при темп-рах от 1400 °С до темп-ры плавления (1539 °С),— как модификацию δ-Fe (a=0,294 нм). Плотн. α-Fe 7,872 кг/дм^3 (при 20 °С), γ-Fe — 8,0—8,1 кг/дм^3, δ-Fe — 7,3 кг/дм^3. $t_{кип}$=2872 °С. Темп-ра Дебая θ_D=445 К.

Теплоёмкость Ж. зависит от его структуры и сложным образом меняется с темп-рой, ср. уд. теплоёмкость 641 Дж/кг·К. Теплота плавления 13,77 кДж/моль, теплота испарения 350 кДж/моль. Модуль Юнга 190—210 ГПа, модуль сдвига 84 ГПа, кратковрем. прочность на разрыв 170—210 МПа, тв. по Бринеллю 450—900 МПа, температурный коэффициент линейного расширения $1{,}17\cdot10^{-5}$ К$^{-1}$ (при 20 °С). Теплопроводность 74 Вт·м$^{-1}$К$^{-1}$. Уд. сопротивление $9{,}7\cdot10^{-2}$ мкОм·м, термич. коэф. сопротивления $6{,}57\cdot10^{-3}$ К$^{-1}$(0—100 °С). Магн. момент атома Fe 2,218 $\mu_Б$ ($\mu_Б$ — *магнетон* Бора).

В соединениях Ж. проявляет гл. обр. степени окисления +2 и +3, реже 0, +1, +4, +6 и +8. В сухом воздухе покрывается устойчивой оксидной плёнкой, во влажном — подвергается коррозии. Быстро корродирует в кислых растворах, как правило, устойчиво в щелочных растворах, концентриров. растворах азотной и серной кислот. Ж. используют для изготовления сердечников электромагнитов, якорей электромашин. Из искусств. радиоактивных изотопов наиб. значение имеют ^{55}Fe (электронный захват, $T_{1/2}$=2,72 г.) и β$^-$-радиоактивный ^{59}Fe ($T_{1/2}$=44,6 сут.). *С. С. Бердоносов.*

ЖЕЛОБКО́ВАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ — одна из гидромагн. *неустойчивостей плазмы*, обусловленная искривлением силовых линий удерживающего плазму магн. поля. Наз. также п е р е с т а н о в о ч н о й неустойчивостью. Ж. н. присуща замкнутым магн. конфигурациям и очень часто развивается в зеркальных *магнитных ловушках*, не обладающих ср. минимумом магн. индукции, типа простых пробкотронов (в таких ловушках силовые линии магн. поля искривлены не внутрь удерживаемой плазмы, а наружу, см. *Открытые ловушки*). Развитие Ж. н. сопровождается выбросом плазмы поперёк магн. поля в виде вытянутых вдоль силовых линий языков плазмы (желобков). Время развития Ж. н. $\tau\sim\sqrt{aRM/T}$, где a — малый радиус плазменного шнура, M — масса ионов, T — темп-ра плазмы, R — радиус кривизны силовых линий удерживающего плазму магн. поля. В магнитных ловушках, используемых для решения проблемы *управляемого термоядерного синтеза*, Ж. н. может развиться за очень короткое время $\tau\approx$ $\approx10^{-6}$ с. Для подавления Ж. н. в зеркальных магн. ловушках вводят спец. проводники с током, обеспечивающие ср. минимум магн. индукции в системе.

Лит. см. при ст. *Неустойчивости плазмы.* *А. А. Рухадзе.*

ЖЁСТКАЯ ФОКУСИРО́ВКА — то же, что *сильная фокусировка*.

ЖЁСТКИЕ ПРОЦЕ́ССЫ в ф и з и к е э л е м е н т а р н ы х ч а с т и ц — высокоэнергетич. процессы, в к-рых каждой из регистрируемых вторичных частиц передаётся большой импульс. Более точно, в Ж. п. величина произведения $2p\sin(\vartheta/2)\gg1$ ГэВ/c для каждой из регистрируемых частиц, где $\boldsymbol{p}$ и ϑ — импульс и угол вылета вторичной частицы в системе покоя к.-л. из нач. частиц. К Ж. п. относятся *инклюзивные процессы* с большим поперечным импульсом (см. *Множественные процессы*), *кумулятивные процессы*, *глубоко неупругие процессы*, процессы рождения адронных струй, упругое рассеяние на большие углы и др. Сечение Ж. п. в модели *партонов* и в *квантовой хромодинамике* выражается через ф-ции распределения партонов в адронах, ф-ции фрагментации партонов в адроны и сечение *кварк-глюонного подпроцесса*, к-рое вычисляется по теории возмущений.

Ж. и. являются осн. источником информации о структуре частиц и о динамике кварк-глюонных подпроцессов. Так, их асимптотич. поведение с ростом переданного импульса в грубом приближении определяется числом взаимодействующих кварков (см. *Кваркового счёта правила*). Учёт динамики взаимодействия кварков и глюонов приводит к нарушениям правил автомодельности и правил кваркового счёта, к-рые наблюдаются экспериментально. *А. В. Ефремов.*

ЖЁСТКОЕ ВОЗБУЖДЕ́НИЕ КОЛЕБА́НИЙ — режим возбуждения колебаний, при к-ром автоколебания возникают лишь при нач. толчке достаточной амплитуды, в отличие от мягкого возбуждения автоколебаний, возникающих вследствие наличия малых флуктуаций в самой автоколебат. системе. См. также *Автоколебания*.

ЖЁСТКОПЛАСТИ́ЧЕСКОЕ ТЕ́ЛО — абстрактная (матем.) модель пластич. тела, основанная на возможности пренебречь в ряде случаев упругими деформациями

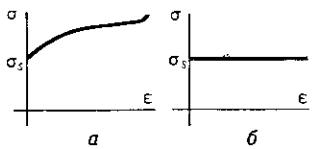


Рис. 1. Диаграммы напряжения σ и деформации ε растягиваемых образцов из жесткопластического материала: *а* — материал с произвольным упрочнением; *б* — идеальный жесткопластический материал.

тела по сравнению с пластическими. Использование понятия Ж. т. приводит к идеализированным соотношениям между напряжением σ и деформацией ε (рис. 1). Реальное пластич. тело можно рассматривать как Ж. т., если оно находится в условиях, когда пластич. деформация не ограничена величиной упругих деформаций (напр., при образовании шейки в образце при растяжении, рис. 2). В противном случае пластич. деформирование является стеснённым (напр., в толстостенной трубе под действием внутр. давления внутр. часть находится в пластич. состоянии, а внешняя — испытывает упругие деформации, ограничивающие величину пластич. деформаций) и понятие Ж. т. физически не оправдано.

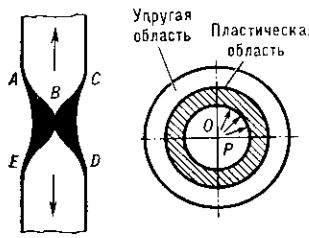


Рис. 2. Растяжение плоского толстого образца; *ABCDE* — пластическая область.

Модель Ж. т. позволяет учесть в идеализированном виде такие свойства материалов, как пластич. течение, упрочнение, *Баушингера эффект*, анизотропию и т. п. Большое развитие в матем. *пластичности теории* получила теория идеального (т. е. неупрочняющегося) Ж. т. (рис. 1, б).

Лит.: Прагер В., Ходж Ф. Г., Теория идеально пластических тел, пер. с англ., М., 1956; Хилл Р., Математическая теория пластичности, пер. с англ., М., 1956; Ивлев Д. Д., Теория идеальной пластичности, М., 1966.

Д. Д. Ивлев.

ЖЁСТКОСТЬ — способность тела или конструкции сопротивляться образованию *деформаций*. Если материал подчиняется *Гука закону*, то характеристикой Ж. являются *модули упругости* E — при растяжении, сжатии, изгибе и G — при сдвиге.

При растяжении — сжатии Ж. характеризуется коэф. ES в соотношении $\varepsilon=F/ES$ между растягивающей (сжимающей) силой F и относит. удлинением ε стержня с площадью поперечного сечения S. При кручении стержня круглого поперечного сечения Ж. характеризуется величиной GI_p (где I_p — полярный момент инерции сечения) в соотношении $\vartheta=M/GI_p$ между крутящим моментом M и относит. углом закручивания стержня ϑ. При изгибе бруса Ж., равная величине EI, входит в соотношение $\varkappa=M/EI$ между изгибающим моментом M (моментом нормальных напряжений в поперечном сечении) и кривизной изогнутой оси бруса ϰ (где I — осевой момент инерции поперечного сечения), а при изгибе пластинок и оболочек под Ж. понимают величину, равную $Eh^3/12(1-\nu^2)$, где h — толщина пластинки (оболочки), ν — коэф. Пуассона.

Ж. имеет существ. значение при расчёте конструкций на устойчивость.

ЖИ́ДКИЕ ДИЭЛЕ́КТРИКИ — молекулярные *жидкости* с электропроводностью $\sigma\leqslant10^{-8}$ См·м$^{-1}$, в к-рых электроны связаны *ковалентными связями* в молекулах, а между молекулами действуют ван-дер-ваальсовы силы. Ж. д. являются насыщенные (C_nH_{2n+2}), ароматические (бензол — C_6H_6, толуол — $C_6H_5CH_3$, ксилол — $C_6H_4(CH_3)_2$, дурол — $C_6H_2(CH_3)_4$), хлорированные и фторированные углеводороды, ненасыщенные парафиновые и вазелиновые масла, кремнийорганич. соединения (полиорганосилоксаны), сжиженные газы, дистиллированная вода, расплавы нек-рых халькогенидов и др.

Ближний порядок Ж. д. определяется преим. теми же структурными элементами, что и в соответствующих кристаллич. или аморфных фазах (см. *Дальний и ближний порядок*). В нек-рых из них (бензол, орто- и парадихлорбензол, толуол, нафталин и др.) при переходе из твёрдого состояния в жидкое сохраняется форма молекул и мало изменяется их взаимное расположение. В других (н-парафины) при нагревании плавлению предшествуют полиморфные превращения, а само плавление сопровождается сильными изменениями упаковки молекул. Инертные газы, имеющие в твёрдом состоянии гранецентрированную решётку с *координационным числом* $Z=12$, в жидком состоянии имеют $Z=8{,}5$. В Ж. д. при повышении темп-ры T возможны структурные изменения (изменения ближнего порядка). Они могут оказывать существ. влияние на свойства Ж. д.; напр., вязкость и электропроводность жидкой серы в интервале $T\sim433$—453 К изменяются в 10^4 раз, что обусловлено разрушением высокомолекулярных и появлением низкомолекулярных образований серы S_x ($x=2$, 3).

В электрич. полях Ж. д. свойственны электронная и ориентац. поляризации (см. *Диэлектрики*), их *диэлектрическая проницаемость* (статич.) может достигать значений $\varepsilon\sim10^2$ (для частоты $\sim10^4$ Гц). Собств. проводимость Ж. д. имеет электронную и ионную составляющие. Она обусловлена *автоэлектронной эмиссией* с катода, электролитич. диссоциацией молекул, ионизацией молекул (в результате воздействия радиоакт. загрязнений, космич. лучей и др.). В насыщенных углеводородах наивысшей хим. чистоты собственная проводимость $\sigma\sim10^{-17}$ См·м$^{-1}$. Загрязнения Ж. д. (включая радиоактивные) увеличивают σ за счёт возрастания кол-ва ионов и заряж. коллоидных частиц. По величине подвижности μ ионов Ж. д. близки к электролитам: для углеводородов типа C_nH_{2n+2} ($n=5$—9) подвижность связана с вязкостью η соотношением: $\mu=A\cdot\eta^{-3/2}$ (A — константа вещества).

В сильных электрич. полях происходит электрич. пробой Ж. д., механизм к-рого (тепловой или электронный) зависит от природы жидкости, её чистоты, темпры, материала электродов и др. Загрязнения, как правило, снижают *электрическую прочность* Ж. д. Повышение темп-ры сопровождается снижением пробивного напряжения вследствие уменьшения плотности и вязкости и возрастания подвижности электронов и ионов.

Ж. д. применяются в электроизоляц. технике в качестве пропитывающих и заливочных составов при производстве электро- и радиотехнич. аппаратуры.

Лит.: Адамчевский И., Электрическая проводимость жидких диэлектриков, пер. с польск., Л., 1972; Полтавцев Ю. Г., Структура полупроводниковых расплавов, М., 1984.

Ю. Г. Полтавцев.

ЖИ́ДКИЕ КРИСТА́ЛЛЫ (мезофазы, мезоморфное состояние вещества, анизотропная жидкость) — вещества в состоянии, промежуточном между твёрдым кристаллическим и изотропным жидким. Ж. к., сохраняя осн. черты *жидкости*, напр. текучесть, обладают характерной особенностью твёрдых кристаллов — анизотропией

свойств. В отсутствие внеш. воздействия в Ж. к. анизотропны диэлектрич. проницаемость (тензор ε_{ik}), диамагн. восприимчивость (χ_{ik}), электропроводность (σ_{ik}) и теплопроводность ($\varkappa_{ik}$). В Ж. к. наблюдаются *двойное лучепреломление* и *дихроизм*.

Общие сведения. Ж. к. были открыты в 1888 Ф. Рейнитцером (F. Reinitzer), но долгое время оставались мало изученными. Вторично интерес к Ж. к. возник в связи с перспективами их использования (см. ниже). Ж. к. состоят из молекул удлинённой или дискообразной формы, взаимодействие между к-рыми стремится выстроить их в определ. порядке (см. *Межмолекулярное взаимодействие*). При высоких темп-рах тепловое движение препятствует этому и вещество представляет собой обычную жидкость. При темп-рах ниже критической в жидкости появляется выделенное направление, вдоль к-рого преим. ориентированы длинные или короткие оси молекул. В случае двуосных Ж. к. упорядочены ориентации как длинных, так и коротких осей молекул. Небольшие отклонения осей от выделенного направления обусловлены тепловыми колебаниями молекул.

По способу получения Ж. к. делятся на термотропные и лиотропные. Термотропные Ж. к. образуются при нагревании твёрдых кристаллов или охлаждении изотропной жидкости и существуют в определ. температурном интервале. Лиотропные Ж. к. образуются при растворении твёрдых органич. веществ в разл. растворителях, напр. в воде. И те и другие обычно имеют неск. модификаций — жидкокристаллич. фаз, каждой из к-рых на фазовой диаграмме соответствует определ. область. Температурный интервал существования жидкокристаллич. фаз зависит от вещества и может находиться как при низких (до —60 °С), так и при высоких темп-рах (до 400 °С).

Известно неск. тысяч органич. соединений, образующих Ж. к. Молекулы типичного термотропного Ж. к.— 4-метоксибензилиден-4′-бутиланилина (МББА) по форме похожи на стержни (рис. 1). Наличие 2 или 3 бензольных колец в молекуле типично для Ж. к. Если молекулы

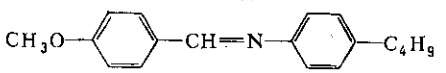


Рис. 1. Структурная формула МББА

Ж. к. содержат 1 кольцо, то структурной единицей стержнеобразной формы оказываются 2 связанные молекулы. Вместо бензольных колец в молекулах Ж. к. встречаются циклогексановые, бициклооктановые и гетероциклич. фрагменты. Центр. мостики, связывающие кольца и концевые фрагменты, разнообразны. К лиотропным Ж. к. относятся системы мыло — вода, представляющие собой растворы т. н. амфифильных соединений. Молекулы таких веществ состоят из двух частей, одна из к-рых (полярная головка) обладает дипольным электрич. моментом, растворима в воде, но нерастворима в углеводородах, а вторая (углеводородная цепочка), наоборот, нерастворима в воде. Такая избирательность приводит к возникновению ламеллярных (слоистых) фаз в водных растворах, в к-рых полярные головки амфифилей обращены к водным прослойкам, а углеводородные цепочки — друг к другу, образуя бислои (рис. 2).

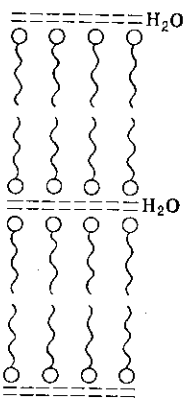
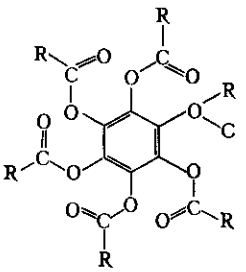


Рис. 2. Лиотропная ламеллярная фаза.


R
O
O
O

в ориентации молекул,— это особые линии, наз. *дисклинациями*, на к-рых направление L не определено. Дисклинация характеризуется индексом (силой) m — числом, показывающим, что при обходе дисклинации по замкнутому контуру в перпендикулярной ей плоскости директор L поворачивается на угол $2\pi m$ (рис. 5, *б*). Особые точки на рис. 5, *б* являются выходом дисклинаций на плоскость рисунка. Число m может быть целым или полуцелым и сохраняется вдоль дисклинации.

Смектические Ж. к. (от греч. smégma — мыло) характеризуются L=const, а $\rho(r)$ периодична вдоль выделенной оси z и постоянна в плоскости xy (рис. 6).

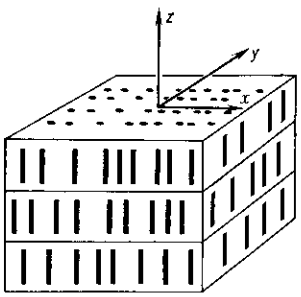


Рис. 6. Смектические жидкие кристаллы типа *A*.

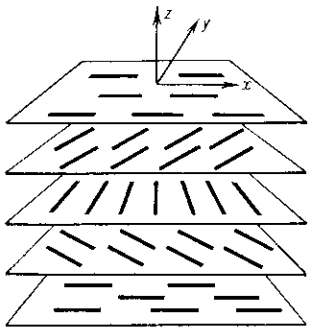


Рис. 7. Холестерические жидкие кристаллы.

Молекулы расположены слоями, к-рые могут скользить относительно друг друга, обусловливая текучесть таких Ж. к. вдоль слоёв. Относительно нагружения перпендикулярно этим слоям (оси z) они ведут себя как твёрдое тело.

Холестерические Ж. к. характеризуются $\rho(r)$=const и макроскопич. модулированной структурой, причём концы векторов L образуют в пространстве спираль (рис. 7). В плоскости xy холестерич. Ж. к. обладают такой же текучестью, как нематич. Ж. к., а вдоль оси спирали (оси z) их механич. свойства сходны со свойствами смектич. Ж. к.

Макроскопич. описание с помощью директора L отражает анизотропию взаимной корреляции между положениями разл. атомов в Ж. к. Всё многообразие жидкокристаллич. структур и возможных структурных превращений в Ж. к. описывается с помощью многочастичных корреляций в расположении атомов. В случае структур, обладающих центром симметрии, исследуется парная межатомная корреляц. ф-ция $\rho_{12}(r_{12})$, где r_{12} — расстояние между атомами 1 и 2, а $\rho_{12}dV_2$ вероятность найти атом 2 в объёме dV_2 при заданном положении атома 1. Экспериментально ф-ция $\rho_{12}(r_{12})$ находится по её фурье-образу $\rho_{12}(q)$ в обратном пространстве q методами *рентгеновского структурного анализа*. Используя распределение интенсивностей в разл. рефлексах, получают ряд характеристик жидкокристаллич. фаз: ф-цию распределения проекций осей молекул на плоскость xy, перпендикулярную директору L; ф-цию угл. распределения осей молекул $D(\vartheta)$, описывающую статистику угл. разброса длинных молекулярных осей около гл. оси L; ф-цию поворотов $f(\varphi)$, характеризующую статистику поворотов коротких молекулярных осей в плоскости xy.

В нематич. фазе ф-ция $\rho_{12}(r_{12})$ экспоненциально спадает на больших расстояниях. Для описания хиральных структур (см. *Хиральная симметрия молекул*), напр. холестерич. Ж. к., не имеющих плоскостей симметрии, необходимы более сложные корреляц. ф-ции, напр. четырёхчастичные корреляции между положениями атомов.

Смектич. Ж. к. имеют большое число модификаций (смектич. фаз, A, B, C,...), различающихся симметрией и особенностями корреляц. ф-ций. В фазе A (рис. 6) ф-ция $\rho_{12}(r_{12})$ имеет сложную степенную зависимость, что обусловлено неидеальностью дальнего трансляц. порядка вдоль единств. направления z в неогранич. трёхмерном теле (по двум направлениям в плоскости xy есть только ближний трансляц. порядок). В слоях конечной толщины тепловые флуктуации не могут нарушить трансляц. порядок фазы A вдоль выделенной оси z. Смектич. фаза C (рис. 8) имеет такую же слоистую структуру, что и фаза A, однако преимуществ. направление длинных осей палочкообразных молекул составляет нек-рый угол ϑ с нормалью к смектич. плоскостям. Если молекулы хиральны, то они поворачиваются от слоя к слою относительно z, образуя спиральную структуру (фаза $\tilde{C}$). Шаг спирали $h=2\pi\tau/\alpha$, где τ — толщина слоя, α — угол поворота молекул в двух соседних слоях.

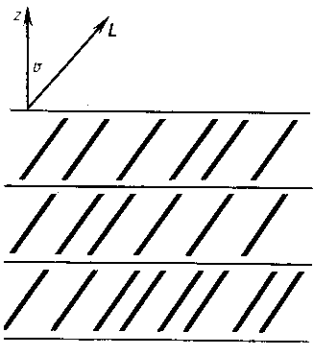


Рис. 8. Смектическая фаза *C*.

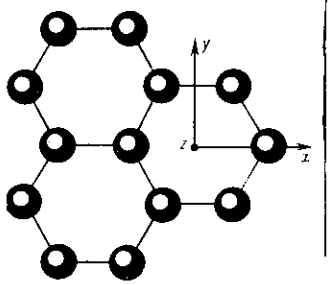


Рис. 9. Смектическая фаза *B* (показаны проекции молекул на плоскость слоя).

Фаза B, в отличие от фаз A и C, обладает гексагональной упорядоченностью в плоскости xy, если образец имеет толщину, много большую длины молекулы (рис. 9). При этом различают 2 типа фаз B: 1) с δ-функционной зависимостью $\rho_{12}(q)$, что соответствует трёхмерному упорядочению центров масс молекул, степень к-рого зависит от величины межплоскостного взаимодействия; 2) с зависимостью $\rho_{12}(q)\sim r_0^2[1+r_0^2(q-k)]^{-1}$, где r_0 — корреляц. радиус, k — вектор *обратной решётки*, что соответствует дальнему ориентац. порядку межмолекулярных связей и ближнему трансляц. порядку центров масс молекул в плоскости xy. Возможно, что нек-рые низкосимметричные смектич. Ж. к., существующие при более низких темп-рах, являются, как и фаза B типа 1, пластичными трёхмерными кристаллами.

Если толщина смектич. Ж. к. сравнима с длиной молекулы, дальний трансляц. и ориентац. порядок невозможен вследствие сильных тепловых флуктуаций положения центра масс и ориентации молекул. Однако в этом случае при понижении темп-ры происходит фазовый переход в состояние, к-рое характеризуется степенной зависимостью корреляций в положении центров масс и ориентации молекул, пропорциональной $|q-k|^{-2+2\eta}$, где η — критич. индекс (см. *Фазовый переход*).

Фазовые превращения. Фазовые переходы между жидкокристаллич. модификациями трактуются как точки изменения симметрии вещества и описываются феноменологич. теорией Ландау. Параметрами порядка в Ж. к., характеризующими нарушение симметрии, являются разл. величины. Напр., в одноосном нематич. Ж. к. параметром ориентац. порядка, описывающим фазовый переход I рода между изотропной жидкостью и нематич. Ж. к., служит тензор с компонентами:

$$S_{ik}(r)=S(r)\left[L_i(r)\,L_k(r)-\tfrac{1}{3}\delta_{ik}\right] \qquad (1)$$

(δ_{ik} — символ Кронекера), где степень порядка $S(r)$ определяет долю молекулярных осей, ориентированных вдоль $L(r)$ в данной точке. Выше темп-ры перехода $S=0$, в точке перехода S изменяется скачком до значе-

ния 0,4, с понижением темп-ры S увеличивается до значений 0,6—0,8. Нек-рые лиотропные нематич. Ж. к. двуосны. Упорядочение как длинных, так и коротких осей молекул описывается тензором S_{ik} более общего вида. Тензор S_{ik} более общего вида служит также параметром порядка для описания фазового перехода I рода из изотропной жидкости в холестерич. Ж. к. При этом двуосность структуры возрастает с увеличением её спиральной закрученности, характеризуемой волновым вектором $q=2\pi/h$, где h — шаг спирали. В узком температурном интервале вблизи точки изотропно-холестерич. перехода — у нек-рых веществ существуют т. н. голубые фазы, обладающие двуосностью и спиральной закрученностью вдоль неск. направлений. Голубые фазы имеют кубич. пространств. решётку, к-рая образуется неск. волновыми векторами q_α.

В смектич. фазе A ориентац. порядок приближённо фиксирован (директор $\boldsymbol{L}$ ориентирован вдоль оси z, $S(\boldsymbol{r})=\text{const}$), а параметром трансляц. порядка (в образце огранич. размеров), описывающим переход II рода в нематич. фазу, служит изменение плотности вещества $\delta\rho(z)=\Psi\cos(kz+\alpha)$, где Ψ — амплитуда, α — фаза, k — волновое число структуры. Существуют смектич. фазы A, изменение плотности к-рых характеризуется двумя волновыми числами k_1, k_2 и соответственно двумя амплитудами Ψ_1, Ψ_2 и фазами α_1, α_2. При этом числа k_1 и k_2 могут быть как соразмерны (кратны друг другу), так и несоразмерны.

В смектич. фазах B параметром порядка служат периодич. изменение плотности вещества в плоскости xy $\delta\rho(x,y)$ либо тензор, характеризующий ориентац. порядок межмолекулярных связей в плоскости xy. В первом случае переход между фазами A и B — I рода, во втором — может быть фазовым переходом II рода.

В смектич. фазе C (рис. 8) приближённо фиксированы степень ориентац. порядка S и изменение плотности вещества $\delta\rho(z)$, а параметром порядка, описывающим переход II рода в фазу A, служит отклонение $\delta\boldsymbol{L}$ директора $\boldsymbol{L}$ от оси z. В системе хиральных молекул переход II рода из фазы A в фазу $\tilde{C}$ сопровождается возникновением спонтанной электрич. поляризации $\mathcal{P}$

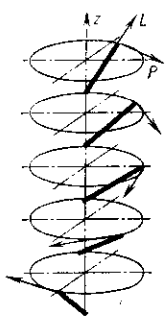


Рис. 10. Ориентация директора $\boldsymbol{L}$ и электрической поляризации $\boldsymbol{P}$ в хиральной смектической фазе C.

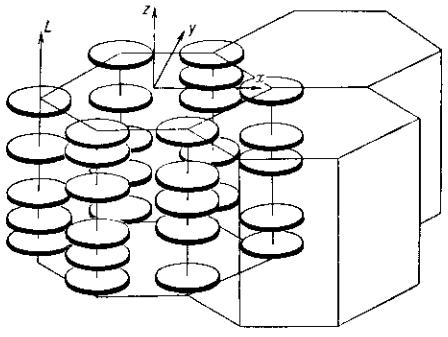


Рис. 11. Двумерная кристаллическая решётка в жидком кристалле, состоящем из дискообразных молекул.

вследствие отсутствия плоскостей симметрии в хиральной фазе $\tilde{C}$ (рис. 10). Вектор спонтанной поляризации $\mathcal{P}$ перпендикулярен кристаллич. оси z и директору $\boldsymbol{L}$, причем его абс. значение пропорц. $|\delta\boldsymbol{L}|$. В хиральной фазе $\tilde{C}$ пространств. распределения $\mathcal{P}(\boldsymbol{r})$ и $\boldsymbol{L}(\boldsymbol{r})$ неоднородны и, так же как в холестерич. Ж. к., концы этих векторов образуют в пространстве спираль.

Фазовые переходы II рода в Ж. к., как и в твёрдых кристаллах, сопровождаются *критическими явлениями*. Напр., в окрестности точки перехода между Ж. к. нематич. и смектич. типа A аномально возрастает теплоёмкость; в окрестности точки перехода между смектич. фазами A и C угол наклона молекул в фазе $\tilde{C}$ имеет степенную температурную зависимость с критич. индексом $\beta\approx{}^1/_3$ и т. д. В нек-рых органич. соединениях наблюдаются т. н. возвратные жидкокристаллические фазы, появляющиеся при охлаждении вещества ниже темп-ры существования первичных нематич., холестерич. и смектич. фаз.

Существуют лиотропные и термотропные Ж. к., имеющие двумерные структуры (рис. 11), описываемые ф-цией плотности $\rho(xy)$: у них твёрдые решётки (гексагональные и квадратные) составлены из жидких столбиков, вдоль к-рых центры масс молекул расположены беспорядочно. Двумерной решёткой обладают мн. Ж. к., состоящие из дискообразных молекул (рис. 3).

Анизотропия магнитных и электрических свойств. В соответствии с симметрией Ж. к. все их характеристики — ф-ции параметра ориентац. порядка. Отличное от 0 значение S_{ik} приводит к сильной анизотропии физ. свойств, описываемых тензорами ε_{ik}, χ_{ik}, σ_{ik} и $\varkappa_{ik}$. Для Ж. к., обладающих цилиндрич. симметрией (нематич., смектич. Ж. к. в фазе A), тензор диамагн. восприимчивости имеет вид:

$$\chi_{ik}=\chi_\perp\delta_{ik}+\chi_a(L_iL_k), \qquad (2)$$

где $\chi_a=\chi_\parallel-\chi_\perp$, $\chi_\parallel$, $\chi_\perp$ — значения восприимчивости для направлений параллельного и перпендикулярного $\boldsymbol{L}$, δ_{ik} — символ Кронекера. Аналогичный вид имеют и остальные тензоры. Большинство Ж. к. диамагнитны, т. е. $\chi=[(\chi_\parallel+2\chi_\perp)/3]<0$. Исключение составляют вещества, молекулы к-рых содержат свободные радикалы, обладающие пост. магн. моментом. В то же время знак анизотропии χ_a может быть различен для разных соединений (обычно $\chi_a>0$; $\chi_a<0$ характерна для Ж. к., молекулы к-рых содержат не бензольные, а циклогексановые кольца).

Анизотропия диэлектрич. проницаемости ε_a нематич. и смектич. Ж. к. в фазе A также может иметь разный знак. Величины $\varepsilon_a<0$ характерны для молекул, обладающих дипольным моментом, направленным перпендикулярно длинной оси молекулы (напр., в МББА такую составляющую даёт метоксигруппа), а значения $\varepsilon_a>0$ — для молекул с продольным расположением дипольного момента, как, например, в 4-октил-4-цианбифениле (рис. 12).

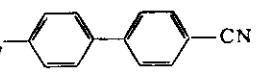


Рис. 12. Структурная формула 4-октил-4-цианбифенил (дипольная группа CN).

Знак и величина ε_a, заключённые в интервале от ~-10 до $+40$, играют решающую роль в электрооптич. поведении нематич. Ж. к. Пороговые поля переориентации пропорц. $\varepsilon_a^{-1/2}$, а времена включения $\sim\varepsilon_a^{-1}$. Частотная зависимость ε и ε_a объясняется в рамках теории Дебая полярных жидкостей (см. *Диэлектрики*, *Диэлектрическая проницаемость*). При этом анизотропия межмолекулярных взаимодействий учитывается введением потенц. барьера, затрудняющего свободные повороты молекул вокруг их коротких осей. В результате нематич. и смектич. Ж. к. в фазе A имеют два характерных времени дебаевой релаксации $\tau_\parallel$ и $\tau_\perp$. Для вращения молекул вокруг длинных осей $\tau_\perp$ лежат в диапазоне, характерном для изотропных жидкостей, а для вращения вокруг коротких осей времена $\tau_\parallel$ на неск. порядков величины больше.

Оптические свойства. Для нематич. и смектич. Ж. к. в фазе A эллипсоид диэлектрич. проницаемости одноосен (см. *Индикатриса*, *Кристаллооптика*). Резкое отличие оптич. свойств одноосных Ж. к. от свойств одноосных твёрдых кристаллов проявляется, однако, в области высоких интенсивностей света, где для Ж. к. характерна большая нелинейность, вызванная молекулярной переориентацией в электрич. поле световой волны (см. *Нелинейная оптика*).

Особый интерес представляют оптич. свойства холестерич., а также хиральных смектич. $\tilde{C}$ фаз. Т. к. эти вещества имеют спиральную структуру (рис. 7, 10) с шагом спирали h от десятых долей мкм до ∞, то видимое и ИК-излучение дифрагирует на спиральной структуре, что приводит к селективному отражению волн, распространяющихся вдоль оси спирали. Длина волны максимума брэгговского отражения $\lambda_{макс}$ и его полуширина $\Delta\lambda$ определяются шагом спирали: $\lambda_{макс}=h\bar{n}$, $\Delta\lambda=h\Delta n$, где $\bar{n}=(n_{\parallel}+n_{\perp})/2$, $\Delta n=n_{\parallel}-n_{\perp}$ — ср. показатель преломления и оптич. анизотропия холестерич. Ж.к. Значение $\lambda_{макс}$ сильно зависит (через h) от темп-ры, давления и внеш. полей. Вне области селективного отражения холестерич. Ж. к. обладают *оптической активностью* (до 100 полных поворотов на 1 мм толщины слоя).

Анизотропия упругости. Неоднородность поля директора $\boldsymbol{L}(\boldsymbol{r})$ означает ориентац. деформацию среды. Для её описания в случае нематич. Ж. к. величина свободной энергии Ф дополняется энергией ориентац. упругости, содержащей вторые степени производных $\boldsymbol{L}(\boldsymbol{r})$ по координатам. При этом выделяют три типа деформаций: поперечный и продольный изгибы и закручивание (рис. 13). Каждая из этих деформаций описывается своим *модулем упругости*. Обращение в нуль вариац. производных $\delta\Phi/\delta\boldsymbol{L}$ даёт ур-ния ориентац. упругости, решения к-рых описывают, в частности, поведение нематич. Ж. к. во внеш. упругих полях.

В смектич. фазах разрешены только те виды ориентац. деформаций, к-рые не приводят к разрушению молекулярных слоёв. В частности, в смектич. A фазе возможна лишь деформация поперечного изгиба. С др. стороны, одномерная решётка (волна плотности) $\rho(z)$ имеет модуль упругости, характеризующий трансляц. деформацию вдоль оси z. В общем случае деформации смектич. Ж. к. включают в себя ориентац., трансляц., а также перекрёстные вклады, и число модулей упругости в низкосимметричных смектич. фазах достигает неск. десятков.

Энергия ориентац. деформаций нематич. Ж. к. крайне мала. Поэтому флуктуации директора $\delta\boldsymbol{L}(\boldsymbol{r})$ имеют значит. амплитуду, что наряду с большой оптич. анизотропией среды приводит к сильному рассеянию света. Этим объясняется характерная мутность нематич. Ж. к. Для ориентированных образцов смектич. Ж. к. сильное рассеяние света наблюдается лишь в избранных направлениях в соответствии с видом разрешённых ориентац. деформаций.

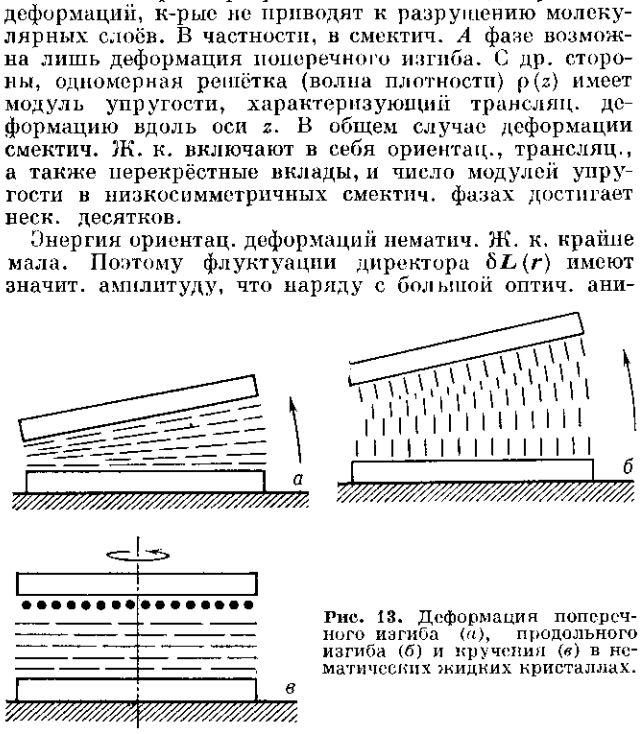


Рис. 13. Деформация поперечного изгиба (*а*), продольного изгиба (*б*) и кручения (*в*) в нематических жидких кристаллах.

Динамические свойства. Гидродинамика Ж. к., особенно нематич. Ж. к., имеет много общего с гидродинамикой изотропных жидкостей. В случае нематич. Ж. к., напр., для любых направлений справедливы ур-ние неразрывности и ур-ние движения жидкости (*Навье—Стокса уравнения*). Особенность гидродинамич. свойств Ж. к.— взаимодействие между течением и вектором ориентаций. Динамич. состояние нематич. Ж. к. можно охарактеризовать полем скоростей жидкости $\boldsymbol{v}(\boldsymbol{r})$ и полем директора $\boldsymbol{L}(\boldsymbol{r})$, зависящими друг от друга. Без учёта сжимаемости эти вещества можно описать 5 коэф. вязкости, к-рые связаны с силами трения, возникающими при наличии градиентов скорости течения, угл. скорости вращения $\boldsymbol{L}$ и разл. ориентации $\boldsymbol{L}$. Эти коэф. зависят от S и обращаются в 0 в изотропной фазе, 6-й коэф. эквивалентен вязкости изотропной жидкости. В случае смектич. Ж. к. в фазе A это справедливо только для направлений течения вдоль плоскости слоёв. Анизотропия вязкости Ж. к. приводит к анизотропии их электропроводности.

Электрооптические свойства. Анизотропия электрич. и оптич. свойств наряду со свойством текучести Ж. к. обусловливает многообразие электрооптич. эффектов. Наиб. важны ориентац. эффекты, не связанные с протеканием тока через вещество и обусловленные чисто диэлектрич. взаимодействием внеш. электрич. поля $\boldsymbol{E}$ с анизотропией ε_a среды. Во внеш. поле Ж. к. стремится ориентироваться так, чтобы направление, в к-ром его диэлектрич. проницаемость максимальна, совпало с направлением поля; при этом либо $\boldsymbol{L}\parallel\boldsymbol{E}$, либо $\boldsymbol{L}\perp\boldsymbol{E}$ в зависимости от знака ε_a. С переориентацией директора связано изменение направления оптич. осп, т. е. практически всех оптич. свойств образца (двойного лучепреломления, поглощения света, вращения плоскости поляризации и т. д.). Теоретически процесс переориентации описывается добавлением к исходной энергии Ф квадратичного члена $-\varepsilon_a(\boldsymbol{EL})^2/8\pi$ и нахождением нового устойчивого состояния с помощью минимизации Ф. Если, напр., в исходном состоянии вектор $\boldsymbol{L}$ параллелен прозрачным электродам и $\varepsilon_a>0$, то при нек-ром критич. значении поля $\boldsymbol{E}\perp\boldsymbol{L}$ произойдёт переориентация $\boldsymbol{L}$, т. е. оптич. оси нематич. Ж. к., в направлении $\boldsymbol{E}$, причём $E_{кр}\sim\varepsilon_a^{-1/2}$. Этот переход, так же как и его магн. аналог, наз. п е р е х о д о м Ф р е д е р и к с а.

Наиб. практич. значение имеет т. н. т в и с т-э ф ф е к т, представляющий собой тот же переход Фредерикса, но в предварительно закрученной (твист-) структуре (рис. 13, *в*). В отсутствие поля свет, предварительно поляризованный с помощью, напр., плёночного поляроида, проходит сквозь твист-структуру с поворотом плоскости поляризации на угол $\pi/2$. Если на стёкла нанесены прозрачные электроды, то при наложении электрич. поля в случае $\varepsilon_a>0$ директор переориентируется $\perp$ стёклам и ячейка теряет способность поворачивать плоскость поляризации света. На выходе ячейки обычно ставят плёночный анализатор и наблюдают изменение оптич. пропускания. Этот эффект применяют в чёрно-белых индикаторах информации.

Для цветных устройств используется др. эффект, вызванный переориентацией молекул красителя («гость»), введённых в жидкокристаллич. матрицу («хозяин») вместе с самой матрицей (эффект «гость—хозяин»). Красители, ориентированные Ж. к., обладают сильным дихроизмом, зависящим от внеш. поля (анализатор в этом случае не нужен).

Геликоидальная структура холестерич. Ж. к. может быть «раскручена» электрич. полем, так что все её специфич. свойства (оптич. активность, круговой дихроизм, селективное отражение света) исчезают. При выключении поля эти свойства восстанавливаются, что даёт целую гамму важных электрооптич. эффектов.

Особые ориентац. эффекты характерны для сегнетоэлектрич. Ж. к. В этих веществах поле $\boldsymbol{E}$ может взаимодействовать со спонтанной поляризацией $\mathcal{P}$, что приводит к вкладу $\sim\mathcal{P}\boldsymbol{E}$ в энергию Ф. Переориентация $\mathcal{P}$ сопровождается переориентацией оптич. оси, причём знак отклонения $\boldsymbol{L}$ зависит от знака поля (линейный электрооптич. эффект). В нематич. Ж. к. дипольная поляризация в поле $\boldsymbol{E}$ также может сопровождаться слабым, линейным по $\boldsymbol{E}$ искривлением молекулярной

ориентации, если молекулы обладают спец. асимметрией формы (флексоэлектрический эффект).

В слоистых структурах смектич. Ж. к. под действием электрич. поля $\boldsymbol{E}$ возникают волнообразные искажения слоёв. Аналогичные деформации можно наблюдать и в псевдослоистых структурах холестерич. Ж. к.

Большинство перечисленных электрооптич. эффектов имеет свои магнитооптич. аналоги. Взаимодействие магн. поля $\boldsymbol{H}$ с диамагн. Ж. к. описывается добавлением квадратичного члена — $\chi_a(\boldsymbol{HL})^2/2$ к свободной энергии Ф. Для парамагн. Ж. к. возможны и линейные по $\boldsymbol{H}$ эффекты. При протекании тока через Ж. к. вследствие анизотропии их проводимости возникает объёмный заряд, взаимодействующий с внеш. электрич. полем. Это при определ. условиях приводит к электрогидродинамич. неустойчивости, проявляющейся в образовании стационарных пространственно-периодич. картин распределения скорости Ж. к. и его ориентации. Под микроскопом эти картины представляют собой системы параллельных тёмных и светлых полос вследствие модуляции коэф. преломления для поляризованного света (домены). Увеличение напряжённости поля приводит к появлению более сложных картин, а затем — к чрезвычайно сильному рассеянию света, вызванному турбулентным течением Ж. к. и нестационарными возмущениями его ориентации (динамич. рассеяние света).

Практические приложения. Наиб. важные из них основаны гл. обр. на электрооптич. свойствах Ж. к. Изменение ориентации $\boldsymbol{L}$ в нематич. Ж. к. требует напряжений порядка 1 В и мощностей порядка мкВт, что можно обеспечить непосредств. подачей сигналов с интегральных схем без дополнит. усиления. Поэтому Ж. к. широко используются в малогабаритных электронных часах, калькуляторах, измерит. приборах в качестве индикаторов и табло для отображения цифровой, буквенной и аналоговой информации. Ж. к. с успехом применяются и для отображения информации в реальном масштабе времени, напр. в плоских экранах портативных телевизоров. В комбинации с фоточувствит. полупроводниковыми слоями Ж. к. применяются в качестве усилителей и преобразователей изображений и в качестве устройства оптич. обработки информации.

Зависимость шага h спирали холестерич. Ж. к. от темп-ры позволяет использовать плёнки этих веществ для наблюдения распределения темп-ры по поверхности разл. тел. Этот метод применяется, напр., при медицинской диагностике воспалит. процессов, неразрушающем контроле электронных приборов и визуализации теплового излучения.

Использование жидкокристаллич. состояний играет существ. роль в технологии сверхпрочных полимерных и углеродистых волокон, а также при получении высококачеств. кокса.

Биологические аспекты. Сложные биологически активные молекулы (напр., ДНК) и даже макроскопич. тела (напр., вирусы) также могут находиться в жидкокристаллич. состоянии. Установлена роль Ж. к. в ряде механизмов жизнедеятельности человеческого организма. Нек-рые болезни (атеросклероз, желчнокаменная болезнь), связанные с появлением в организме твёрдых кристаллов, проходят через стадию возникновения жидкокристаллич. состояний. Особую роль играет жидкокристаллич. состояние биол. мембран, в частности, в процессах ионного транспорта, механизмах фотосинтеза и зрения, в процессах самоорганизации биол. структур.

Лит.: Жен П. Ж. де, Физика жидких кристаллов, пер. с англ., М., 1977; Папков С. П., Куличихин В. Г., Жидкокристаллическое состояние полимеров, М., 1977; Блинов Л. М., Электро- и магнитооптика жидких кристаллов, М., 1978; Капустин А. П., Экспериментальное исследование жидких кристаллов, М., 1978; Современная кристаллография, т. 2, 4, М., 1979—81; Чандрасекар С., Жидкие кристаллы, пер. с англ., М., 1980; Платэ Н. А., Шибаев В. П., Гребнеобразные полимеры и жидкие кристаллы, М., 1980; Пикин С. А., Структурные превращения в жидких кристаллах, М., 1981; Пикин С. А., Блинов Л. М., Жидкие кристаллы, М., 1982; Сонин А. С., Введение в физику жидких кристаллов, М., 1983; Беляков В. А., Жидкие кристаллы, М., 1986; Капустин А. П., Капустина О. А., Акустика жидких кристаллов, М., 1986.

Л. М. Блинов, С. А. Пикин.

ЖИ́ДКИЕ МЕТА́ЛЛЫ — непрозрачные жидкости с электропроводностью $\sigma \geqslant 5 \cdot 10^5$ См·м$^{-1}$. Ж. м. являются расплавы *металлов*, их сплавов, ряда *интерметаллических соединений*, *полуметаллов* и нек-рых *полупроводников*. Металлы с плотной кубич. или гексагональной упаковкой атомов (Al, Au, Pb, Cd, Zn и др.) плавятся с сохранением типа упаковки атомов и характера межатомных связей. Значение первого *координационного числа* при этом уменьшается при повышении темп-ры расплава. Кратчайшее межатомное расстояние изменяется мало и может быть как больше, так и меньше соответствующего значения для кристалла. Размеры областей упорядоченного расположения атомов в расплавах металлов (вблизи точки плавления) ~20Å для Fe, 13Å и 15Å для K и Au.

Переход нек-рых полупроводников (Ge, Si, $A^{III}B^{V}$, Te) и полуметаллов (Sb, Bi) в жидкометаллич. состояние сопровождается разрушением гомеополярных межатомных связей при плавлении и дальнейшем нагреве расплава. В этом случае для окончат. структуры расплава характерны преим. октаэдрич. координация ближайших соседей, бо́льшие (в 1,5—2 раза), чем в кристалле, значения первого координац. числа и кратчайшего межатомного расстояния (на 10—20%).

Вязкость Ж. м. в непосредств. близости к $T_{пл}$ аномально высока, что наиб. заметно в расплавах Ge, Si, $A^{III}B^{V}$ и др. Это объясняется явлением предкристаллизации (предплавления), но не исключено влияние примесей. Около $T_{пл}$ наблюдается также аномально высокая теплоёмкость расплавов щелочных металлов и InSb, к-рая отсутствует в жидком Hg.

Носители заряда в Ж. м. — электроны. При плавлении металлов с плотной упаковкой атомов уд. электросопротивление металлов увеличивается примерно в 2 раза, для металлов с объёмноцентрир. кубич. структурой — в 1,5 раза. Это не имеет места для Fe, Co, Ni. Температурный коэф. электросопротивления металлов I группы периодич. системы элементов в твёрдом и жидком состояниях почти одинаков. Для Ж. м. II группы он изменяется в жидкой фазе от отрицат. значения (Mg) к положительному (Hg).

Коэф. Холла R при плавлении изменяется (см. *Гальваномагнитные явления*, *Холла эффект*); для Ж. м. $R<0$ и близок к значениям, предсказываемым моделью свободных электронов (см. *Друде теория металлов*). Изменения теплопроводности при плавлении металлов сходны с изменениями электропроводности. Большую часть теплового потока в Ж. м. переносят электроны, а решёточная (фононная) теплопроводность мала. Количеств. оценка электро- и теплопроводности Ж. м. затруднена, т. к. теория кинетич. электронных процессов в *жидкостях* имеет качеств. характер и ещё не завершена. *Термоэдс* Ж. м. — линейная ф-ция темп-ры и состава, но известны отклонения от этого правила в системах Hg—In, Tl—Te и др.

Ж. м., соединяющие большую теплопроводность и теплоёмкость, применяются в теплотехнике в качестве теплоносителей. В частности, сплавы Na—K используются для отвода теплоты в *ядерных реакторах*. Ga и сплавы Ga—In вследствие низких значений $T_{пл}$ применяются в качестве вакуумных затворов при получении высокого *вакуума*.

Лит.: Ашкрофт Н., Жидкие металлы, пер. с англ., «УФН», 1970, т. 101, в. 3; Белащенко Д. К., Явление переноса в жидких металлах и полупроводниках, М., 1970; Марч Н. Г., Жидкие металлы, пер. с англ., М., 1972; Мотт Н., Дэвис Э., Электронные процессы в некристаллических веществах, пер. с англ., 2 изд., т. 1—2, М., 1982; Регель А. Р., Глазов В. М., Физические свойства электронных расплавов, М., 1980; Полтавцев Ю. Г., Структура полупроводниковых расплавов, М., 1984.

Ю. Г. Полтавцев.

ЖИ́ДКИЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ́ — расплавы с электронным механизмом электропроводности σ, у к-рых

$\sigma < 10^5$ См·м$^{-1}$ при комнатной темп-ре и растёт при повышении темп-ры. Расплавы с $\sigma \geqslant 5 \cdot 10^5$ См·м$^{-1}$ относят к *жидким металлам*, с $\sigma = (1-5) \cdot 10^5$ См·м$^{-1}$ — к жидким полуметаллам, $\sigma < 10^8$ См·м$^{-1}$ — к *жидким диэлектрикам*. Граница между этими группами веществ условна. Однако появление полупроводниковых свойств связано с перестройкой электронного спектра и образованием в нём области с низкой плотностью состояний, в к-рой электронные состояния локализованы (см. ниже).

Ж. п. открыты А. Ф. Иоффе и А. Р. Регелем в нач. 50-х гг. В отличие от *электролитов* ($\sigma < 10^2$ См·м$^{-1}$), в них проводимость является не ионной, а электронной. В этой связи Ж. п. наряду с жидкими металлами наз. электронными расплавами. Ж. п. из-за отсутствия дальнего порядка относятся к числу *неупорядоченных систем*. В них доминирует *ковалентная связь*. Поэтому пространств. распределение потенциала (потенц. рельеф) для электрона формируется гл. обр. локальной конфигурацией атомов, т. е. определяется ближним порядком и не является периодическим. Высокая проводимость мн. Ж. п. обусловлена тем, что хаотич. компонента потенциала невелика.

Ж. к. образуются при плавлении кристаллич. ковалентных *полупроводников*, если сохраняются ковалентные межатомные связи (Se, соединения типов $A^{I}_2B^{VI}$, $A^{II}B^{VI}$, $A^{III}B^{VI}$, $A^{III}_2B^{VI}_3$, $A^{IV}B^{IV}$, $A^{V}_2B^{VI}_3$ и др.). В этом случае плавление сопровождается уменьшением, либо незначит. ростом электропроводности и уменьшением плотности. Однако в ряде случаев в процессе плавления твёрдого полупроводника происходит разрушение ковалентных связей, изменение ближнего порядка и резкое увеличение концентрации электронов проводимости, приводящее к переходу в металлич. состояние (Ge, Si, соединения типов $A^{II}B^{V}$, $A^{III}B^{V}$, $A^{II}_2B^{IV}$ и др.). В этом случае электропроводность резко (1—3 порядка) возрастает при одноврем. увеличении плотности и координац. числа. Резкое увеличение концентрации электронов проводимости обусловливает аномально высокое значение энтропии *плавления*.

Температурная зависимость электропроводности Ж. п. в широком интервале темп-р описывается выражением:

$$\sigma = \sigma_0 \exp(-\Delta\mathcal{E}/2kT),$$

где σ_0 — медленно изменяющаяся ф-ция T; $\Delta\mathcal{E}$ — практически постоянная энергия активации проводимости. Роль запрещённой зоны, обусловливающей активац. характер проводимости, играет область энергии вблизи минимума плотности состояний в энергетич. спектре электронов. При достаточно глубоком минимуме в его окрестности формируется зона почти локализованных состояний с малой подвижностью (псевдощель).

Ж. п. имеют высокие значения *термоэдс*, к-рая уменьшается с темп-рой. При этом постоянная Холла, как правило, отрицательна (см. *Холла эффект*). Ж. п. в основном мало чувствительны к примесям и практически нечувствительны к радиац. воздействиям. Однако в ряде случаев (TI_2B^{VI} и др.) наблюдается заметное влияние отклонений от стехиометрии и нек-рых примесей на электрич. свойства, что позволяет говорить о возможности их легирования. Вязкость Ж. п. уменьшается при повышении темп-ры, особенно вблизи $T_{пл}$. В нек-рых Ж. п. (Se, Sb_2S_3 и др.) обнаружен т. н. эффект переключения — появление *отрицательного дифференциального сопротивления* в сильных электрич. полях и возникновение релаксац. колебаний, управляемых параметрами цепи.

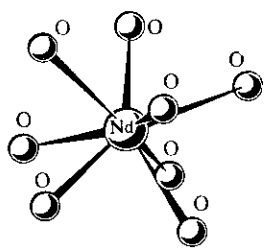
Ж. п. перспективны как термоэлектрич. и радиотехнич. материалы. Ряд Ж. п. (халькогениды Cu и особенно сплавы Cu_2S—Cu_2Te) отличается повышенными значениями дифференц. термоэдс, что при высоких темп-рах (>1500 К) делает их перспективными как материалы гетерофазных термоэлементов. Кроме того, они могут использоваться для радиационно стойких высокотемпературных термисторов и переключателей.

Лит.: Мотт Н., Дэвис Э., Электронные процессы в некристаллических веществах, пер. с англ., 2 изд., т. 1—2, М., 1982; Катлер М., Жидкие полупроводники, пер. с англ., М., 1980; Регель А. Р., Глазов В. М., Физические свойства электронных расплавов, М., 1980; их же, Закономерности формирования структуры электронных расплавов, М., 1982; Полтавцев Ю. Г., Структура полупроводниковых расплавов, М., 1984.

В. М. Глазов.

ЖИДКОСТНЫЕ ЛАЗЕРЫ — *лазеры*, в к-рых активной средой является жидкость. Практич. применение имеют 2 типа Ж. л., существенно отличающиеся и дополняющие друг друга по свойствам излучения. Ж. л. на красителях допускают непрерывную перестройку длины волны λ излучения. При смене красителей они могут генерировать λ от 322 до 1260 нм как в непрерывном, так и в импульсном режимах. Способность к перестройке обусловлена широкими электронно-колебательными полосами спектров молекул (см. *Лазеры на красителях*).

Ж. л. на неорганич. жидкостях (работающие в импульсном и непрерывном режимах) превосходят по удельной мощности и энергии *твердотельные лазеры*, т. к. при той же концентрации активных частиц они допускают эфф. охлаждение активного вещества путём его прокачки через резонатор и теплообменник. В существующих Ж. л. на неорганич. жидкостях активными частицами являются ионы редкоземельных элементов (гл. обр. Nd^{3+}), входящих в состав жидкого люминофора. Люминофор представляет собой смесь хлороксида ($POCl_3$, $SOCl_2$, $SeOCl_2$) с к-той Льюиса ($SnCl_4$, $ZrCl_4$ и др.). Напр., в Ж. л. на люминофоре $POCl_3$—$SnCl_4$—Nd ион Nd^{3+} окружён 8 атомами O, входящими в состав молекулы $POCl_3$ (рис.). Свет накачки поглощается ионами Nd^{3+}, обладающими широкими полосами возбуждения. Большие времена жизни метастабильных уровней Nd^{3+} позволяют достичь порога генерации. Разработаны также Ж. л., в к-рых ионы Nd^{3+} входят в качестве активной примеси в жидкие хлориды Al, Ga, Zr и др. или их смеси.



Свойства Ж. л. с ионами Nd^{3+} являются промежуточными между свойствами твердотельных *неодимовых лазеров* на стекле и на кристаллах. Особенности этих Ж. л. определяются свойствами ионов Nd^{3+}, работающих по четырёхуровневой схеме. При накачке из осн. состояния ионов Nd^{3+} (уровень $^4I_{9/2}$) в их интенсивные полосы поглощения в областях длин волн 0,58; 0,74; 0,8 и 0,9 мкм они вследствие безызлучат. релаксации быстро переходят на метастабильный уровень $^4F_{3/2}$. Генерация обычно происходит при переходах с уровня $^4F_{3/2}$ на уровень $^4I_{11/2}$ «приподнятый» над осн. уровнем примерно на 2000 см$^{-1}$ и поэтому практически ненаселённый. Это определяет малый порог генерации и относительно большие кпд (3—5%). Энергия генерации $\geqslant$1 кДж, мощность в непрерывном режиме и в режиме повторяющихся импульсов >1 кВт. Это определяет область применения таких Ж. л.: *лазерная технология*, медицина, накачка др. лазеров и т. п. Возбуждение Ж. л. производят ксеноновыми лампами.

Осн. недостаток, присущий всем Ж. л.,— относительно малая направленность излучения (большая расходимость). Применением активной коррекции или методов *обращения волнового фронта* можно устранить этот недостаток.

Лит.: Справочник по лазерам, пер. с англ., под ред. А. М. Прохорова, т. 1—2, М., 1978; Аникиев Ю. Г., Жаботинский М. Е., Кравченко В. В., Лазеры на неорганических жидкостях, М., 1986.

М. Е. Жаботинский.

ЖИДКОСТЬ — вещество в конденсир. состоянии, промежуточном между твёрдым и газообразным. Область существования Ж. ограничена со стороны низких темп-р фазовым переходом в твёрдое состояние (кристаллиза-

ций), а со стороны высоких темп-р — в газообразное (испарение). Для каждого вещества характерна критич. темп-ра (при определённом давлении), выше к-рой Ж. не может сосуществовать со своим насыщенным паром. Как правило, вещества имеют одну жидкую модификацию, исключение составляют квантовые Ж. ^{3}He и ^{4}He, к-рые могут находиться в нормальной и сверхтекучей фазах, а также *жидкие кристаллы*, у к-рых существуют как нормальная (изотропная) фаза, так и анизотропные фазы.

Структура и физ. свойства Ж. зависят от хим. индивидуальности образующих её частиц и от характера и величины сил взаимодействия между ними. Можно выделить неск. групп Ж. (в порядке возрастания сложности). 1) Атомарные Ж. или Ж. из атомов или сферич. молекул (Ar, CH_4), связанных центральными ван-дер-ваальсовыми силами. 2) Ж. из двухатомных молекул, содержащих одинаковые атомы (H_2, N_2); в отличие от Ж. первой группы, обладают электрич. квадрупольным моментом. 3) Жидкие непереходные металлы (Na, Hg), в к-рых частицы (ионы) связаны дальнодействующими кулоновскими силами. 4) Ж., состоящие из полярных молекул (HBr), связанных диполь-дипольным взаимодействием. 5) Ассоциированные Ж., или Ж. с водородными связями (вода, глицерин). 6) Ж., состоящие из больших молекул, для к-рых существенны внутр. степени свободы. Ж. первых двух групп обычно наз. простыми; к ним часто относят и *жидкие металлы*. Простые Ж. изучены лучше других, из непростых Ж. наиб. хорошо изучена *вода*. Структура и молекулярное объяснение свойств Ж. из многоатомных молекул со сложными взаимодействиями изучены много хуже.

Состояние системы (твёрдое, жидкое, газообразное) определяется физ. условиями, в к-рых она находится, гл. обр. темп-рой T и давлением p. Характерным параметром системы является $\varepsilon=\varepsilon(T,\ p)$ — отношение ср. энергии взаимодействия молекул (в расчёте на одну молекулу) к её ср. кинетич. энергии. Для большинства твёрдых тел (при темп-рах, достаточно далёких от темп-ры плавления) $\varepsilon\gg1$; это означает, что в твёрдых телах силы сцепления между молекулами, несмотря на тепловое движение, удерживают их вблизи равновесных положений. В газах $\varepsilon\ll1$ — силы притяжения недостаточны, чтобы удерживать молекулы друг возле друга, вследствие чего частицы газа хаотично движутся с разл. скоростями. В Ж. $\varepsilon\approx1$, что и определяет её особенности и промежуточный характер теплового движения частиц.

Структуру жидкостей изучают с помощью методов *рентгеновского структурного анализа*, *электронографии* и *нейтронографии*. Эксперим. исследования показали, что Ж. обладают определённой структурой. Ближайшие соседи каждой молекулы Ж. в среднем располагаются в к.-л. порядке, так что число ближайших соседей и их взаимное расположение в среднем для всех молекул одинаково, это означает, что в Ж. существует ближний порядок.

Число частиц dN в сферич. слое толщины dr на расстоянии r от произвольно выбранной частицы равно:

$$dN=4\pi nG(r)\,r^2\,dr, \qquad (1)$$

где $G(r)$ — радиальная ф-ция распределения (РФР), n — плотность частиц (ср. число частиц в единице объёма). Для Ж. при темп-рах, не слишком далёких от темп-р плавления, ф-ция $G(r)$ имеет неск. максимумов (обычно не больше трёх), положения к-рых соответствуют ср. расстояниям от данной выбранной молекулы до первых, вторых и т. д. соседей (рис. 1).

В кристалле вероятность нахождения атома вне узлов кристаллич. структуры близка к нулю, т. е. атомы в нём в среднем находятся в фиксир. положениях; в Ж. атом с большей или меньшей вероятностью может находиться на разных расстояниях от др. атомов. Вблизи начала координат $G(r)\approx0$, а r порядка эфф. диаметра частицы, что свидетельствует о взаимонепроницаемости частиц. Расстояния r, соответствующие областям максимумов ф-ции $G(r)$, являются наиб. вероятными расстояниями между частицами, ненулевые значения минимумов свидетельствуют о миграции частиц между разл. координац. сферами. На больших расстояниях $G(r)\approx1$,

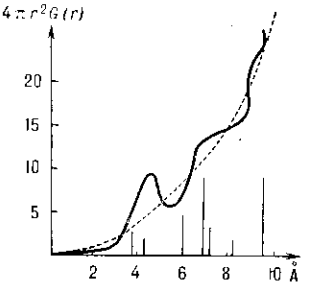


Рис. 1. Вид радиальной функции распределения для жидкого Na (в условных единицах). Пунктир — функция $4\pi r^2G(r)$, определяющая расположение молекул при отсутствии корреляций (газ). Вертикальные отрезки — положения атомов в кристаллическом Na, числами отмечены координационные числа.

что отражает рáвновероятность расположения далёких частиц.

С повышением темп-ры радиус первой координац. сферы растёт, а число ближайших соседей уменьшается, с понижением темп-ры и увеличением плотности максимумы на кривой $G(r)$ становятся всё более отчётливыми, т. е. степень ближнего порядка увеличивается (рис. 2, 3). Для T, близких к темп-ре плавления, координац. числа Z_i близки к их значениям в соответствующем

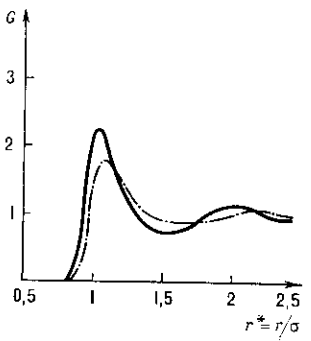


Рис. 2. Влияние плотности на радиальную функцию распределения для системы, взаимодействия частиц в которой описываются потенциалом Леннард-Джонса. Сплошная кривая: $T^*=\frac{kT}{\varepsilon}=2{,}89$; $n^*=n\sigma^3=0{,}85$ (ε, σ — параметры потенциала). Пунктирная кривая: $T^*=2{,}64$; $n^*=0{,}55$. Кривые построены по результатам молекулярно-динамических расчётов.

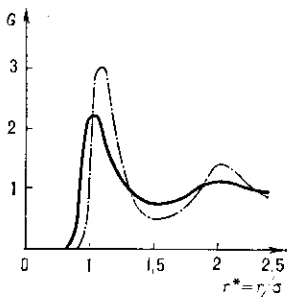


Рис. 3. Влияние температуры на радиальную функцию распределения системы, взаимодействия частиц в которой описываются потенциалом Леннард-Джонса. Сплошная кривая: $T^*=2{,}89$; $n^*=0{,}85$. Пунктирная кривая: $T^*=0{,}68$; $n^*=0{,}85$. Кривые построены по результатам молекулярно-динамических расчётов.

твёрдом теле (напр., для жидкого Ar, имеющего $T_{пл}=83{,}4$ К, при $T=84{,}4$ К $Z_1=10{,}2$—$10{,}9$, а $Z_2=5$; для твёрдого Ar, имеющего гранецентрир. решётку, $Z_1=12$, а $Z_2=6$). Кроме того, положения максимумов на кривой $G(r)$ очень близки к расстояниям до первых, вторых и т. д. соседей в кристаллич. решётке. Числа Z_i в Ж., в отличие от координац. чисел в кристалле, являются лишь ср. характеристиками структуры. Истинные (мгновенные) значения Z_i испытывают очень сильные тепловые флуктуации, достигающие даже вблизи темп-ры плавления ~20%. При повышении темп-ры эти флуктуации ещё более возрастают и ср. значения Z_i уже не могут служить характеристиками структуры Ж.

Вблизи темп-ры плавления различие плотностей и сил сцепления в жидком и твёрдом состояниях невелики и характер теплового движения частиц в Ж. сохраняет нек-рые черты движений частиц в кристалле. Вдали от критич. точки движение частиц представляет собой

перегулярные колебания со ср. частотой $1/\tau_0$, близкой к частотам колебаний частиц в кристаллах, и амплитудой, определяемой размерами «свободного объёма», предоставленного данной частице её соседями. Центр колебаний определяется флуктуирующим полем соседних частиц и смещается вместе с ними, поэтому, в отличие от кристалла, положения равновесия в Ж. временны, неустойчивы: частицы в Ж. перемещаются путём более или менее редких скачков с преодолением потенц. барьера, разделяющего два возможных положения частицы. В случае несферич. молекул кроме колебаний и скачков должны учитываться вращения частиц и вращат. колебания вокруг связи (для жёстких молекул) и внутр. движения молекул с внутр. степенями свободы.

В том случае, когда тепловая энергия молекул становится сравнимой с энергией активации, необходимой для изменения ориентации молекул, вращат. движение может приобретать характер свободного вращения. Различие между вращат. и поступат. движениями в Ж. состоит в том, что при скачкообразных изменениях равновесной ориентации молекулы (если они достаточно малы) могут поворачиваться на большие углы, тогда как при изменениях равновесных положений центр тяжести молекул всегда перемещается на малые расстояния ($\sim 10^{-8}$ см). Для больших молекул и комплексов применимы представления о диффузионном характере вращат. движений, при к-ром вращения состоят из множества случайных поворотов на очень малые углы около нек-рого направления в пространстве, к-рое само медленно меняется. Время τ свободной жизни молекулы во временном положении равновесия между двумя активир. скачками связано с τ_0 соотношением:

$$\tau \sim \tau_0 \exp(W/kT), \qquad (2)$$

где W — энергия активации. Ср. период колебаний молекул $\tau_0 \sim 10^{-12}$ с, время $\tau > \tau_0$ и зависит от природы Ж. и от отношения W/kT. Для Ж. с низкой вязкостью $\tau \sim 10^{-11}$ с и растёт с ростом вязкости, достигая часов и даже суток (у стёкол).

Свойства жидкостей. Непрерывно и в большом числе совершающиеся переходы из одного положения равновесия в другое обеспечивают сильно выраженную самодиффузию частиц Ж., а также осн. её свойство — текучесть. Под действием постоянной внеш. силы проявляется преим. направленность скачков частиц Ж. вдоль действия силы, т. е. возникает поток частиц в этом направлении. Если величина приложенной силы мала, то частота скачков $1/\tau$ не изменяется. Существенно статистич. механизм этого процесса приводит к пропорциональности потока приложенной силе и, следовательно, конечности величины вязкости (обратной величине текучести).

Под действием переменной силы с периодом, намного меньшим τ, поведение Ж. резко меняется: механизм текучести не успевает проявиться и проявятся упругие её свойства. При этом возникают не только деформации типа сжатие — растяжение, но и сдвиговые упругие деформации. Действие значит. по величине сил в течение очень короткого промежутка времени может привести к нарушению прочности Ж.: появлению трещин, разломов и т. д. Подобные явления в Ж., связанные с её упругостью и прочностью, экспериментально наблюдаются и сравнительно хорошо изучены. В том случае, когда характерные времена движения Ж. много больше τ, она течёт.

Обычно упругие деформации в Ж. происходят адиабатически, т. к. теплопроводность их мала (исключение составляют *жидкие металлы*). Ж. могут выдерживать очень большие растягивающие усилия (порядка сотен атмосфер), не испытывая разрыва, если эти усилия сводятся к всестороннему отрицат. давлению, исключающему возможность течения (напр., при охлаждении сосуда, полностью заполненного жидкостью, если коэф. расширения Ж. больше коэф. расширения вещества сосуда).

Механич. свойства Ж. описываются набором *сохранения законов* (числа частиц, импульса и энергии). Записанные в локальной форме эти законы представляют собой систему ур-ний в частных производных — ур-ний *гидродинамики*.

Феноменологич. описание термодинамич. свойств содержится в ур-нии состояния $p = f(n, T)$, причём наряду со строгими ур-ниями состояния (см. ниже) существует большое число полуэмпирич. ур-ний (наиб. простое из к-рых — *Ван-дер-Ваальса уравнение*). Ур-ние состояния позволяет вычислить термодинамич. характеристики Ж.: теплоёмкость, сжимаемость и т. д.

Статистическая теория жидкостей. Равновесные свойства Ж. полностью описываются набором ф-ций распределения $F_s(\boldsymbol{r}_1, \ldots, \boldsymbol{r}_s)$, описывающих плотность вероятности нахождения частиц в точках $\boldsymbol{r}_1, \ldots, \boldsymbol{r}_s$. [В частном случае $s=2$, $F_2(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2) = G(\boldsymbol{r}_1 - \boldsymbol{r}_2)$.] Физ. свойства Ж. (давление p, плотность энергии $\mathcal{E}$, сжимаемость) в случае парного и центрального взаимодействия между частицами выражаются только через $G(\boldsymbol{r})$: давление

$$p(n, T) = nkT - \frac{2\pi n^2}{3} \int_0^\infty \Phi'(\boldsymbol{r}) G(\boldsymbol{r}; n, T)\, r^3\, dr; \qquad (3)$$

плотность энергии

$$\mathcal{E}(n, T) = \frac{3}{2} nkT + 2\pi n^2 \int_0^\infty \Phi(\boldsymbol{r}) G(\boldsymbol{r}; n, T)\, r^2\, dr; \qquad (4)$$

сжимаемость

$$kT \left(\frac{\partial n}{\partial p}\right)_T = 1 + 4\pi n \int_0^\infty [G(\boldsymbol{r}; n, T) - 1]\, r^2\, dr \qquad (5)$$

[$\Phi(\boldsymbol{r})$ — потенциал парного взаимодействия]. При наличии в Ж. многочастичного взаимодействия термодинамич. характеристики кроме $G(\boldsymbol{r})$ будут содержать старшие ф-ции распределения. Формализм ф-ций распределения развит Н. Н. Боголюбовым, М. Борном (M. Born), Дж. Грином (G. Green) и Дж. Г. Кирквудом (J. G. Kirkwood). Парное взаимодействие характерно для *гелия жидкого*. В жидких металлах непрямое взаимодействие ионов приводит к многочастичным силам, зависящим от плотности.

Ф-ции F_s удовлетворяют системе ур-ний Боголюбова — Борна — Грина — Кирквуда — Ивона (ББГКИ; см. *Боголюбова уравнение*). Сложность решения этой системы интегро-дифференциальных ур-ний состоит в том, что в ур-ние для F_s входит ф-ция F_{s+1}, т. е. уравнения являются зацепляющимися. Они не имеют точных решений и решаются с помощью разл. приближённых методов. Для газа решение находится разложением в степенной ряд по плотности. Интегрирование этих рядов с использованием (3), (4) и (5) даёт соответствующие вириальные разложения. Для плотных Ж. применяют суперпозиц. приближение, в к-ром нек-рая ф-ция F_s представляется в виде произведения или суммы произведений ф-ций с меньшими номерами. При этом система ур-ний ББГКИ становится конечной. Наиб. распространено приближение Кирквуда

$$F_3(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2, \boldsymbol{r}_3) = G(\boldsymbol{r}_1 - \boldsymbol{r}_2)\, G(\boldsymbol{r}_2 - \boldsymbol{r}_3)\, G(\boldsymbol{r}_3 - \boldsymbol{r}_1), \qquad (6)$$

к-рое приводит к замкнутому ур-нию для $G(\boldsymbol{r})$; решения этого ур-ния для разл. плотностей и темп-р хорошо изучены и качественно правильно описывают поведение $G(\boldsymbol{r})$. Однако результаты, полученные *молекулярной динамики методом* и *Монте-Карло методом*, свидетельствуют о неудовлетворительности суперпозиц. приближения. Наиб. успешно структура и термодинамич. свойства Ж. описываются с помощью *Перкуса — Йевика уравнения* (ПЙ); если воспользоваться *Орнштейна — Цернике уравнением*

$$c(\boldsymbol{r}) = G(\boldsymbol{r}) - 1 - n \int [G(\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}_1) - 1] c(\boldsymbol{r}_1) d\boldsymbol{r}_1, \qquad (7)$$

связывающим прямую корреляц. ф-цию $c(\boldsymbol{r})$ и $G(\boldsymbol{r})$, то ур-ние ПЙ получается при допущении

$$c(\boldsymbol{r}) = G(\boldsymbol{r})\{1 - \exp[\Phi(\boldsymbol{r})/kT]\}. \quad (8)$$

Ур-ние ПЙ имеет аналитич. решение для системы твёрдых шаров, к-рое удовлетворительно описывает структуру Ж. при определённом выборе диаметра шаров

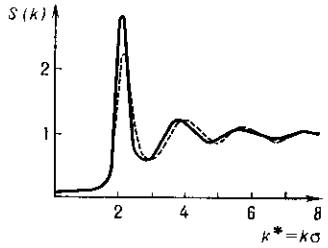


Рис. 4. Структурный фактор $S(\boldsymbol{k}) = 1 + n\int [G(r) - 1]\exp(i\boldsymbol{kr})d\boldsymbol{r}$ жидкого Na при 373 К. Сплошная кривая получена экспериментально, пунктирная — по уравнению Перкуса — Йевика ($\eta = 0{,}45$).

(рис. 4). Ур-ние состояния Ж. из твёрдых шаров, полученное из аналитич. решения ур-ния ПЙ с помощью ур-ния (5), имеет вид:

$$\frac{p}{nkT} = \frac{1 + \eta + \eta^2}{(1-\eta)^3}, \quad (9)$$

где $\eta = (1/6)\pi nd^3$ — безразмерная плотность, d — диаметр шаров. На рис. 5 результаты, полученные с помощью ур-ний состояния для системы твёрдых шаров, сравниваются с точными результатами, полученными методом молекулярной динамики.

Наиболее успешно описание структуры и свойств жидкости достигается в теории возмущений, в к-рой модель твёрдых шаров принимается в качестве нулевого

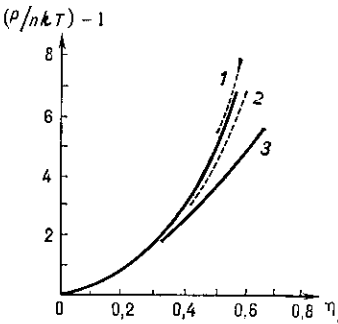


Рис. 5. Уравнение состояния системы твёрдых сфер. Сплошная кривая получена методом молекулярной динамики; кривая *1* — с помощью уравнения Перкуса—Йевика и уравнения (5); *2* — с помощью уравнения Перкуса—Йевика и уравнения (3); *3* — с помощью суперпозиционного приближения (6).

приближения, а силы притяжения считаются возмущением. Полученные таким путём термодинамич. характеристики хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Статистич. теория кинетич. процессов в Ж. основана на исследовании неравновесных ф-ций распределения $F_s(x_1, \ldots, x_s, t)$ для групп из $s = 1, 2, \ldots$ молекул; $x_i(r_i, p_i)$ — набор координат и импульсов молекул. Если в системе действуют только парные центр. силы, то ф-ции F_s удовлетворяют системе зацепляющихся интегро-дифференциальных ур-ний (*Боголюбова уравнений*):

$$\frac{\partial F_s}{\partial t} + \sum_{i=1}^{s}\left(\frac{\boldsymbol{p}_i}{m}\frac{\partial F_s}{\partial \boldsymbol{r}_i} + K_i\frac{\partial F_s}{\partial \boldsymbol{p}_i}\right) =$$

$$= n\sum_{i=1}^{s}\frac{\partial}{\partial \boldsymbol{p}_i}\int \frac{\partial\Phi(r_i - r_{s+1})}{\partial \boldsymbol{r}_i}F_{s+1}\,d\boldsymbol{r}_{s+1}\,d\boldsymbol{p}_{s+1}, \quad (10)$$

где K_i — сила, действующая на i-ю частицу со стороны остальных выбранных s—1 частиц и внеш. полей. Для построения теории кинетич. процессов в Ж., упростив задачу, можно ограничиться вместо бесконечной цепочки ур-ний (10) только двумя ур-ниями для ф-ций F_1 и F_2. Ур-ния (10) обратимы во времени, и, чтобы получить решения, описывающие необратимые кинетич. процессы, обычно переходят к новым ф-циям $\overline{F}_s$, являющимся результатом усреднения или «размазывания» ф-ций F_s по соответствующим образом подобранным малым интервалам времён; ур-ния для $\overline{F}_s$ наз. кинетическими. Такие ур-ния получаются, в частности, если пренебречь изменениями ф-ций F_s в течение времени порядка времени столкновения частиц (на т. н. стадии разрушения нач. корреляций). Если плотность мала, то для решения системы (10) можно воспользоваться разложением в ряд по степеням плотности. Первое приближение приводит к ур-нию Больцмана (см. *Кинетическое уравнение Больцмана*) для F_1, из к-рого можно получить выражения для коэф. переноса. Исследование следующих приближений показывает, что вириального разложения для коэф. переноса не существует, т. к. они не являются аналитич. ф-циями плотности. Напр., для коэф. теплопроводности $\varkappa$ справедливо разложение:

$$\varkappa = \varkappa_0 + a_1 n + a_2 n^2 \ln n + a_3 n^2 + \ldots, \quad (11)$$

где $\varkappa_0$ — больцмановское выражение для теплопроводности.

Для плотных Ж. осн. проблема состоит в оценке правой части (10), наз. интегралом столкновений. Кирквудом предложены кинетич. ур-ния для ф-ций $\overline{F}_s$; для $\overline{F}_1$ оно имеет вид

$$\frac{\partial \overline{F}_1}{\partial t} + \frac{\partial \overline{F}_1}{\partial r}\cdot\frac{p}{m} + \frac{\partial \overline{F}_1}{\partial p}K^* = \frac{\partial}{\partial p}\left[\beta\left(\frac{p}{m}\overline{F}_1 + kT\frac{\partial \overline{F}_1}{\partial p}\right)\right], \quad (12)$$

где m — масса молекулы Ж.; сила K^* равна сумме внеш. силы и дополнит. члена статистич. природы, связанного с отклонением системы от равновесного состояния (последним слагаемым обычно пренебрегают); β — коэф. трения. Аналогичные ур-ния получаются и для ф-ций $\overline{F}_s$ с большими номерами.

Если внеш. силы, градиенты темп-ры, плотности и т. д., ответственные за неравновесность состояния системы, малы, то ур-ния для $\overline{F}_1$ и $\overline{F}_2$ могут быть решены в виде $\overline{F}_s = F_s^{(0)}(1 + \psi_s)$, где $F_s^{(0)}$ — равновесные ф-ции распределения и ψ_s — малые поправки на неравновесность; при этом координатная часть ψ_2 ф-ции $\overline{F}_2$, описывающая отклонение радиальной ф-ции распределения частиц от равновесного значения, особенно важна. С помощью ф-ций $\overline{F}_s$ можно получить для сдвиговой η и объёмной ξ вязкости выражения:

$$\eta = \frac{mnkT}{3\beta} + \frac{\pi\beta n^2}{15kT}\int_0^\infty \Phi'(r)\,G_0(r)\,\psi_2(r)\,r^3\,dr. \quad (13)$$

$$\xi = \frac{mnkT}{3\beta} + \frac{\pi\beta n^2}{9kT}\int_0^\infty \Phi'(R)\,G_0(R)\,\psi_0(R)\,R^3\,dR. \quad (14)$$

Первые слагаемые в правых частях ур-ний (13) и (14) связаны с переносом импульса при движении молекул, и для Ж. ими можно пренебречь по сравнению со вторыми слагаемыми, связанными с переносом импульса взаимодействием молекул.

Рассмотренная статистич. теория (теория Кирквуда) учитывает только одну составляющую теплового движения молекул — броуновское движение во флуктуирующем поле и не учитывает столкновений. Обобщение ур-ния Кирквуда с учётом столкновений, в к-рых молекула ведёт себя как твёрдая сфера, приводит к тому, что в выражениях типа (13), (14) появляются дополнит. члены, обусловленные столкновениями (теория Райса—Олнетта). В табл. приведены полученные экспериментально и рассчитанные с помощью таких ур-ний значения η и $\varkappa$ для жидкого аргона:

T, К	p, атм	η, мпз		$\varkappa$, 10^{-4} кал/см·с·град	
		теоретич.	эксперим.	теоретич.	эксперим.
90	1,3	1,74	2,39	1,645	2,96
128	50	0,727	0,835	1,692	1,89
133,5	100	0,730	0,843	1,589	1,86
185,5	500	0,771	0,869	1,696	1,87

Др. способ вычисления коэф. переноса в Ж. связан с нахождением временны́х корреляц. ф-ций (ВКФ). Идея метода основана на гипотезе Онсагера: эволюция неравновесного состояния системы не зависит от того, оказалась она в этом состоянии под действием внеш. возмущения или в результате флуктуации (по крайней мере для малых возмущений). Это позволяет найти связь между коэф. переноса, характеризующими необратимую эволюцию системы в направлении к равновесному состоянию, и ВКФ. При этом коэф. переноса выражаются через интегралы от ВКФ соответствующих потоков (см. *Кубо формулы*). Напр., коэф. сдвиговой вязкости равен:

$$\eta=\frac{1}{VkT}\int\limits_0^\infty \langle\sigma^{xy}(t)\,\sigma^{xy}(0)\rangle\,dt, \qquad (15)$$

где $\sigma^{xy}(t)$ — микроскопический (в фазовом пространстве) тензор потока импульса, или тензор напряжений. Объёмная вязкость выражается аналогичным образом через диагональные компоненты тензора σ^{ik}. Коэф. теплопроводности определяется автокорреляц. ф-цией векторов теплового потока. Прямые вычисления по ф-лам типа (15) выполнить сложно, т. к. для нахождения зависимости $\sigma^{ik}(t)$ и последующего усреднения необходимо решить задачу N тел. Расчёты ВКФ, выполненные методами молекулярной динамики, привели к обнаружению медленного затухания ВКФ со временем, имеющего степенной, а не экспоненциальный (как, напр., в теории броуновского движения) характер. Для упомянутых коэф. переноса ВКФ затухают по закону $t^{-d/2}$, где d — размерность пространства. Можно показать аналитически (напр., в случае коэф. самодиффузии), что физ. причина неэкспоненциального «хвоста» корреляц. ф-ции обусловлена тем, что на больших временах эволюция возмущений в Ж. происходит по законам макроскопич. гидродинамики, характерные времена к-рых намного больше быстрых экспоненциальных переходных процессов. Помимо медленного затухания ВКФ эксперименты по молекулярной динамике обнаружили выход ВКФ скорости молекулы в отрицат. область, что ещё раз подтверждает наличие колебат. моды движения молекул в Ж.

Лит.: Дебай П., Квазикристаллическая структура жидкостей, пер. с нем., «УФН», 1939, т. 21, с. 120; Kirkwood J. G., The statistical mechanical theory of transport processes, 1. General theory, «J. Chem. Phys.», 1946, v. 14, p. 180; Born M., Green H. S., A general kinetic theory of liquids, Camb., 1949; Корнфельд М., Упругость и прочность жидкостей, М.—Л., 1951; Фишер И. З., Статистическая теория жидкостей, М., 1961; его же, Гидродинамическая асимптотика автокорреляционной функции скорости молекулы в классической жидкости, «ЖЭТФ», 1971, т. 61, с. 1647; Боголюбов Н. Н., Проблемы динамической теории в статистической физике, Избр. труды, т. 2, К., 1970; Физика простых жидкостей, под ред. Г. Темперли, пер. с англ., М., 1971; Weeks J. D., Chandler D., Andersen H. C., Role of repulsive forces in determining the equilibrium structure of simple liquids, «J. Chem. Phys.», 1971, v. 54, p. 5237; Коваленко Н. П., Фишер И. З., Метод интегральных уравнений в статистической теории жидкостей, «УФН», 1972, т. 108, с. 209; Бровман Е. Г., Каган Ю. М., Фононы в непереходных металлах, «УФН», 1974, т. 112, с. 369; Френкель Я. И., Кинетическая теория жидкостей, Л., 1975; Балеску Р., Равновесная и неравновесная статистическая механика, пер. с англ., т. 1—2, М., 1978; Крокстон К., Физика жидкого состояния, пер. с англ., М., 1978; Форстер Д., Гидродинамические флуктуации, нарушенная симметрия и корреляционные функции, пер. с англ., М., 1980; Динамические свойства твёрдых тел и жидкостей, пер. с англ., М., 1980; Kovalenko N. P., Kuzmina L. M., The influence of many-body interaction of the speed of sound in liquid metals, «Phys. Stat. Sol. (b)», 1984, v. 124, p. 537.

Н. П. Коваленко, И. З. Фишер.

ЖУКО́ВСКОГО ТЕОРЕ́МА — теорема о *подъёмной силе*, действующей на тело в плоско-параллельном потоке идеальной жидкости или газа. Сформулирована Н. Е. Жуковским в 1904.

Ж. т. формулируется след. образом: если установившийся плоско-параллельный потенциальный поток (см. *Потенциальное течение*) идеальной несжимаемой жидкости набегает на бесконечно длинный цилиндр перпендикулярно его образующим, то на участок цилиндра, имеющий длину вдоль образующей, равную единице, действует подъёмная сила Y, равная произведению плотности ρ среды на скорость v потока на бесконечности и на *циркуляцию скорости* Γ по любому замкнутому контуру, охватывающему обтекаемый цилиндр, т. е. $Y=\rho v\Gamma$. Направление подъёмной силы можно получить, если направление вектора скорости на бесконечности повернуть на прямой угол против направления циркуляции. Ж. т. находится в соответствии с *Д'Аламбера—Эйлера парадоксом* об отсутствии силы сопротивления X тела, обтекаемого идеальной жидкостью.

Физически возникновение циркуляции связано с наличием вязкости и образованием вихрей при обтекании тел реальной жидкостью. Поэтому Жуковский ввёл в идеальной жидкости условный, присоединённый к твёрдому телу вихрь (см. *Присоединённый вихрь*), интенсивность к-рого равна циркуляции Γ по замкнутому контуру, окружающему обтекаемый профиль. Величина Γ может быть найдена на основании *Чаплыгина—Жуковского постулата.*

Ж. т. обобщается на случай обтекания решётки профилей, моделирующей лопаточные венцы турбины и компрессора. Ж. т. справедлива также при дозвуковом обтекании профиля сжимаемой жидкостью (газом). Для звуковой и сверхзвуковой скоростей обтекания Ж. т. в общем виде не может быть доказана.

Ж. т. легла в основу теории крыла и гребного винта. С помощью Ж. т. могут быть вычислены подъёмная сила крыла конечного размаха, тяга гребного винта, сила давления на лопатку турбины или компрессора и др.

Лит.: Жуковский Н. Е., О присоединенных вихрях, Собр. соч., т. 4, М.— Л., 1949; Лойцянский Л. Г., Механика жидкости и газа, 6 изд., М., 1987; Краснов Н. Ф., Аэродинамика, 3 изд., ч. 1—2, М., 1980.

ЖУРДЕ́НА ПРИ́НЦИП — один из дифференциальных принципов механики, установленный Ф. Журденом (Ph. Jourdain), согласно к-рому из всех кинематически возможных движений механич. системы с идеальными связями действительным является то, для к-рого в каждый момент времени выполняется условие:

$$\sum_{i=1}^{n}(\boldsymbol{F}_i-m_i\boldsymbol{w}_i)\,\delta\boldsymbol{v}_i=0,$$

где m_i и $\boldsymbol{w}_i$ — соответственно массы и ускорения точек системы, $\boldsymbol{F}_i$ — действующие активные силы, $\delta\boldsymbol{v}_i$ — вариации скоростей точек системы, определяемые при условии, что положения этих точек и их ускорения не варьируются. Ж. п. можно использовать в случаях механич. систем, у к-рых реакции связей ортогональны к направлениям возможных скоростей точек приложения этих реакций.

***g*-ФА́КТОР** (множитель Ланде, фактор магнитного расщепления) — множитель, определяющий масштаб расщепления уровней энергии квантовых систем в магн. поле (подробнее см. *Ланде множитель*).

***G*-ЧЁТНОСТЬ** (же-чётность, G) — одно из квантовых чисел адронов, обладающих нулевыми значениями *барионного числа* (B), *странности* (S), *очарования* (C), *красоты* (b). К таким адронам относятся, напр., π-, η-, ω-, φ-, J/ψ-мезоны. Существование G-ч. вытекает из *изотопической инвариантности* и инвариантности относительно *зарядового сопряжения*, характерных для

адронов. Рассмотрим, напр., π^+-мезон. При зарядовом сопряжении он переходит в π^- (т. е. в частицу с другой волновой ф-цией). Если, однако, воспользовавшись изотопич. инвариантностью, «повернуть» частицу в изотопич. пространстве так, что π^- заменится на π^+, то при совместном действии обоих преобразований π^+ перейдёт сам в себя. То же справедливо и для др. адронов с $S=B=C=b=0$, а также для систем адронов с нулевыми суммарными значениями этих квантовых чисел, напр. $K\bar{K}$, $N\bar{N}$. При этом волновая ф-ция частицы (или системы) либо вовсе не меняется, либо изменяет знак. В первом случае говорят, что G-ч. положительная ($G=+1$), во втором — отрицательная ($G=-1$). Напр., π-, ω-, J/ψ-мезоны имеют отрицательную G-ч., а ρ- и η-мезоны — положительную. Для *истинно нейтральных частиц* $G=C(-1)^I$, где C — *зарядовая чётность*, I — изотопич. спин частицы. G-ч. системы частиц, каждая из к-рых имеет определённое значение G-ч., равна произведению G-ч. отд. частиц. Инвариантность сильного взаимодействия относительно зарядового сопряжения и изотопич. инвариантности приводит к сохранению G-ч. системы в любых процессах, вызванных сильным взаимодействием. Аналогично зарядовой чётности G-ч. обусловливает ряд запретов на протекание реакций (в т. ч. распады частиц), происходящих в результате сильного взаимодействия. Например, ρ-мезон может распадаться на 2π, а ω-мезон — только на 3π (что обусловливает меньшую ширину ω по сравнению с ρ).

Нарушение G-ч. в адронных процессах (так же, как нарушение изотопич. спина) связано с небольшой разностью масс u- и d-кварков (см. *Кварки*) и с эл.-магн. поправками (вызванными испусканием реальных или виртуальных фотонов). Вероятность таких процессов на 2—3 порядка меньше вероятности, характерной для процессов, обусловленных сильным взаимодействием, и сравнима с вероятностью эл.-магн. процессов. Так, распад $\eta\to3\pi$, запрещённый по G-ч., составляет ок. 55% всех распадов η-мезона, а распад $\eta\to2\gamma$ ок. 39% (распад $\eta\to2\pi$ запрещён законом сохранения *чётности*). Благодаря этому в классификации элементарных частиц η-мезон относят не к *резонансам*, а к «стабильным» частицам.

Лит. см. при ст. *Элементарные частицы*. *С. С. Герштейн.*

З

ЗАГЛУШЁННАЯ КАМЕРА — специально оборудованное помещение для акустич. измерений в условиях, приближающихся к условиям свободного открытого пространства (в свободном звуковом поле). Стены, пол и потолок З. к. покрываются звукопоглощающими материалами, обеспечивающими практически полное отсутствие отражённых звуковых волн. В совр. З. к. заглушающая отделка состоит из клиньев лёгкого пористого материала (стекловолокна), располагаемых основаниями к стенам. В З. к. большого размера удаётся получить поглощение до 99% по энергии в диапазоне частот от 50—70 Гц до самых высоких слышимых частот. В З. к. с размерами 4—5 м нижняя граница рабочих частот обычно составляет 100—120 Гц. Отсутствие заметных отражений в З. к. сводит до минимума наличие интерференций и стоячих волн, что позволяет приблизиться к идеальной форме звуковой волны — чисто бегущей плоской или сферической. Это даёт возможность проводить в З. к. следующие акустич. исследования: градуировку измерит. микрофонов в свободном поле; испытания громкоговорителей на отдачу и по направленности излучения, т. е. измерения развиваемого громкоговорителем звукового давления, мощности направленности; исследования шума машин, трансформаторов и др. объектов; определение порога слышимости и др. характеристик слуха человека. При всех этих исследованиях кроме хорошего приближения к условиям чисто бегущей звуковой волны существенна и хорошая звукоизоляция и виброизоляция от внеш. звуковых полей.

Контроль акустич. качеств З. к. производится, напр., непосредств. измерением отношения звукового давления отражённой волны к звуковому давлению прямой волны, идущей от источника звука; в хорошей З. к. это отношение не должно превышать 20 дБ. Другим, более удобным и общепринятым способом оценки качества З. к. является изучение закона спадания звукового давления по мере удаления от источника. Этот способ основан на теоретич. зависимости, справедливой для точечного источника звука, согласно к-рой звуковое давление в свободном поле убывает обратно пропорц. расстоянию между источником и приёмником. Отклонения обычно не превышают 1 дБ. Размеры камеры должны допускать расположение приёмника и источника звука на достаточно большом расстоянии, для того чтобы приёмник находился в зоне практически плоских волн. При нарушении этого условия между звуковым давлением и колебат. скоростью в точке приёма будет существовать фазовый сдвиг, зависящий от частоты. Условие для допустимого расстояния d обычно выражается ф-лой: $d\geqslant120/f$ (d в м, f — частота в Гц). В нек-рых акустич. З. к. испытывают приборы, предназначенные для излучения и приёма эл.-маги. волн дециметрового диапазона. Чтобы создать свободные эл.-магн. поля, добиваются полного поглощения эл.-магн. волн в отделке камеры. Это достигается, напр., пропиткой клиньев из стекловолокна графитным порошком или подмешиванием в стекловолокно стальных тонких стружек.

Лит.: Колесников А. Е., Акустические измерения, Л., 1983.

ЗАГОРИЗО́НТНОЕ РАСПРОСТРАНЕ́НИЕ РАДИОВО́ЛН — распространение радиоволн на расстояния, превышающие расстояние прямой видимости. Расстояние прямой видимости $R_{пв}$ определяется как расстояние между точками A и B (пункты передачи и приёма радиоволн), при к-ром соединяющая их линия (линия горизонта) касается земной поверхности (рис. 1). Оно равно $R_{пв}\simeq\sqrt{2a}(\sqrt{h_1}+\sqrt{h_2})$, где $a=6370$ км — радиус Земли; h_1, h_2 — высоты приёмной и передающей антенн. З. р. р. ($R>R_{пв}$) может осуществляться вследствие *дифракции радиоволн* вокруг земной поверхности, из-за *рефракции радиоволн* в неоднородной атмосфере Земли и их переизлучения мелкомасштабными неоднородностями атмосферы, а также благодаря применению *ретрансляции*.

Дифракция радиоволн вокруг сферич. поверхности Земли играет важную роль для З. р. р. ДВ-диапазона. Существенной оказывается канализация радиоизлучения в волноводе Земля — ионосфера, поэтому расчёты

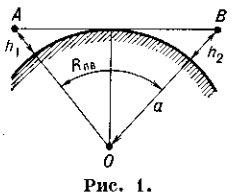


Рис. 1.

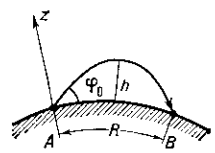


Рис. 2.

характеристик распространения длинных и сверхдлинных радиоволн проводят с учётом *волноводного распространения радиоволн* (см. также *Распространение радиоволн*).

Рефракция радиоволн в неоднородной атмосфере Земли определяет З. р. р. КВ- и УКВ-диапазонов. З. р. р. УКВ-диапазона в тропосфере возможно в условиях *сверхрефракции*. При этом волна, излучённая в точке A под углом φ_0 к поверхности Земли, отражается от тропо-

сферы на высоте h и приходит в точку B, удалённую на расстояние R (рис. 2):

$$R=2\sin\varphi_0\int_0^h dz\left(1+\frac{z}{a}\right)^{-1}\left[\frac{\varepsilon(z)}{\varepsilon(0)}\left(1+\frac{z}{a}\right)^3-\sin^2\varphi_0\right]^{-1/2}, \quad (1)$$

где $\varepsilon(z)$ — диэлектрич. проницаемость среды (тропосферы) на высоте z. Высота h определяется из равенства

$$\left(1+\frac{h}{a}\right)^{-1}\left[\frac{\varepsilon(0)}{\varepsilon(h)}\right]^{1/2}\sin\varphi_0=1. \quad (2)$$

Расстояние R, как правило, заметно превышает величину $R_{\text{пв}}$, особенно в условиях существования атм. волновода, когда, в частности, возможно З. р. р. за счёт последоват. отражений УКВ-сигналов от тропосферы и земной поверхности. З. р. р. КВ-диапазона в обычных условиях осуществляется также путём последоват. отражений коротких волн от ионосферы и Земли. При этом дальность одного скачка (рис. 2) определяется из формул (1), (2). Кроме того, возможно З. р. р. УКВ- и КВ-диапазонов за счёт распространения их соответственно в атм. и в ионосферном волноводных каналах.

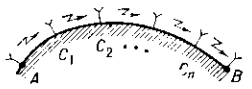


Рис. 3.

Причиной дальнего тропосферного, ионосферного и метеорного распространения УКВ-сигналов (см. *Рассеяние радиоволн*, *Метеорная радиосвязь*) является переизлучение (рассеяние и отражение) радиоволн от объёмных неоднородностей атмосферы Земли. Дальность распространения радиоволн при этом определяется высотой рассеивающей области над Землёй и обычно составляет от 200 до 2000 км.

З. р. р. возможно также благодаря ретрансляции, когда между передающей A и приёмной B станциями, удалёнными на расстояние $R>R_{\text{пв}}$, располагают один или несколько (C_1, C_2, . . ., C_n) спец. приёмно-передающих пунктов (ретрансляторов) в пределах зоны прямой видимости отд. пар корреспондирующих пунктов (рис. 3). Радиоретрансляторы используют в линиях космич. связи для передачи информации на большие расстояния через ИСЗ и в тропосферных радиорелейных линиях.

Лит.: Щукин А. Н., Распространение радиоволн, М., 1940; Альперт Я. Л., Гинзбург В. Л., Фейнберг Е. Л., Распространение радиоволн, М., 1953; Калинин А. И., Черенкова Е. Л., Распространение радиоволн и работа радиолиний, М., 1971; Радиолинии ионосферного рассеяния метровых волн, под ред. Н. Н. Шумской, М., 1973.
В. А. Алимов.

ЗАЖИГАНИЯ КРИТЕРИЙ самоподдерживающейся термоядерной реакции — условие поддержания плазмы при темп-ре горения термоядерных реакций ($T\geqslant 8$ кэВ или $\geqslant 10^8$ К) за счёт энергии остающихся в плазме продуктов термоядерных реакций. В DT-реакции на поддержание темп-ры плазмы расходуется энергия ядер ^{4}He (α-частиц, $\mathcal{E}_\alpha=3{,}52$ МэВ) при их кулоновском торможении в плазме. В дейтериевой плазме на поддержание реакции расходуется энергия тритонов, протонов и ядер ^{3}He, к-рая в среднем на каждую реакцию составляет $\sim$2,42 МэВ.

В стационарном режиме горения DT-реакции все потери из плазмы с избытком компенсируются мощностью, выделяющейся в термоядерных реакциях в виде α-частиц, к-рые удерживаются в плазме и передают ей свою энергию.

Для равнокомпонентной DT-плазмы с максвелловским распределением частиц по скоростям З. к. самоподдерживающейся термоядерной реакции можно записать в виде:

$$n_e\tau_{\mathcal{E}}\geqslant\frac{12T}{\langle\sigma v\rangle_{\text{я}}\mathcal{E}_\alpha-1{,}34\cdot10^{-14}\sqrt{T}},$$

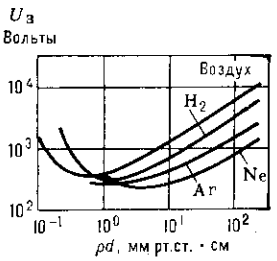
где n_e — плотность электронов (в см$^{-3}$), T — темп-ра плазмы (в кэВ), $\tau_{\mathcal{E}}$ — время удержания энергии в плазме без учёта потерь на тормозное излучение (в секундах); $\langle\sigma v\rangle_{\text{я}}$ — усреднённая по максвелловскому распределению скорость термоядерной реакции (в см$^3\cdot$с$^{-1}$). Второй член в знаменателе характеризует потери энергии DT-плазмы на тормозное излучение.

Величина $n_e\tau_{\mathcal{E}}$ наз. параметром удержания энергии в плазме и принимает мин. значение $1{,}6\cdot10^{14}$ см$^{-3}\cdot$с при $T\simeq25$ кэВ. Графич. представление $n_e\tau_{\mathcal{E}}(T)$ см. в ст. *Управляемый термоядерный синтез*.

Термоядерный реактор с горением самоподдерживающейся реакции является частным случаем реактора, работающего в режиме усилителя мощности (с коэф. усиления Q), для к-рого $n_e\tau_{\mathcal{E}}$ определяется *Лоусона критерием*. В предельном случае $Q\to\infty$ при выполнении З. к. реактор, работающий в режиме усилителя мощности, превращается в генератор, т. е. в реактор с зажиганием самоподдерживающейся термоядерной реакции.

Лит.: Пистунович В. И., Некоторые задачи токамака с инжекцией быстрых нейтралов, «Физика плазмы», 1976, т. 2, в. 1, с. 3; Jassby D. L., Neutral-beam-driven tokamak fusion reactors, «Nucl. Fusion», 1977, v. 17, p. 309.
В. И. Пистунович.

ЗАЖИГА́НИЯ ПОТЕНЦИА́Л — наименьшая разность потенциалов между электродами в газе, необходимая для возникновения самостоят. разряда, т. е. разряда, поддержание к-рого не требует наличия внеш. ионизаторов. При этой разности потенциалов скорость ионизации газа в межэлектродном промежутке за счёт разл. механизмов *пробоя электрического* начинает превышать скорость деионизации; когда степень ионизации газа резко возрастает, возникает ток проводимости. Для начала этого процесса требуется наличие в газовом промежутке нек-рой затравочной ионизации. Обычно такая ионизация всегда существует за счёт действия естеств. ионизующих факторов (космич. излучение, естеств. радиоактивность). Вследствие флуктуаций естеств. фона ионизации развитие самостоят. разряда требует известного времени, а величина З. п. зависит от характера напряжения, приложенного к электродам (постоянное, переменное той или иной частоты, импульсное с разл. длительностью, формой и скважностью импульсов). Скорость ионизации, а следовательно, и величина З. п. зависят от природы и давления газа, от материала, формы, состояния поверхности электродов и расстояния между ними. При этом давление p и расстояние d между электродами не являются независимыми параметрами, а величина З. п. зависит от произведения pd (рис.; см. также *Пашена закон*). Развитие процессов объёмной ионизации за счёт электронного удара (см. *Ионизация*) оказывается затруднённым и при больших и при малых значениях pd. При малых pd почти каждое столкновение может приводить к ионизации, но число этих столкновений на длине промежутка мало и электронная лавина, необходимая для создания самостоят. разряда, не сможет образоваться. При больших pd число столкновений велико, но энергия, приобретаемая электронами на длине пробега, оказывается слишком малой для ионизации нейтральных атомов и молекул. В результате З. п. возрастает и в области малых и в области больших значений pd, при $pd\sim1$ мм рт. ст.·см З. п. достигает для большинства газов мин. величины, обычно порядка сотен вольт. Теоретически кривые Пашена были интерпретированы Дж. Таунсендом (J. S. Townsend).



Зависимость потенциала зажигания $U_з$ от pd для различных газов (p — в мм рт. ст., d — в см).

Сильное влияние на величину потенциала зажигания оказывает наличие даже незначит. примесей к осн. газу, заполняющему систему (см. *Пеннинга эффект*). При

этом электроотрицат. примеси обычно повышают З. п., это связано с заменой части электронов в разряде отрицат. ионами, ионизующая способность к-рых меньше, чем у электронов. Существенно влияет на величину З. п. образование на поверхности катода тонких плёнок чужеродных атомов. З. п. для разных разрядов находят с помощью полуэмпирических формул и из эксперимента.

Лит.: Капцов Н. А., Электроника, 2 изд., М., 1956; Энгель А., Ионизованные газы, пер. с англ., М., 1959, гл. 7; Райзер Ю. П., Основы современной физики газоразрядных процессов, М., 1980.

ЗАМАГНИ́ЧЕННАЯ ПЛА́ЗМА — плазма, находящаяся в магн. поле напряжённостью H в таких условиях, что ларморовская частота вращения ω_H заряж. частиц в этом поле ($\omega_H=ZeH/Mc$) существенно превышает характерную частоту соударений τ_{ei}^{-1} между односортными и разносортными частицами (электронами и ионами): $\omega_H\tau_{ei}\geqslant 1$ (здесь Z — атомный номер, M — масса частицы, τ_{ei} — время между двумя последоват. столкновениями). Такие условия могут осуществляться в сильных магн. полях или в очень разреженной плазме. В З. п. ларморовский радиус значительно меньше *длины свободного пробега*. Это означает, что смещение частицы в результате столкновения оказывается только порядка циклотронного радиуса. Поэтому в З. п. существенно уменьшаются ламинарные коэф. переноса вещества, энергии и импульса в направлении, перпендикулярном магн. полю. Напр., в случае простой конфигурации магн. поля поперечный коэф. диффузии уменьшается по сравнению с продольным в $(\omega_{He}\tau_{ei})^2$ раз; электронные и ионные потоки тепла вдоль поперечных градиентов темп-ры падают соответственно в $(\omega_{He}\tau_{ee})^2$ и $(\omega_{Hi}\tau_{ii})^2$ раз. В сложных равновесных конфигурациях плазмы в магн. поле, где сильно меняются траектории частиц, уменьшение коэф. переноса нельзя описать такой простой ф-лой вследствие того, что смещение частиц между соударениями может происходить на величину, существенно превышающую её ларморовский радиус.

З. п. и плазма, вмороженная в магн. поле,— не одно и то же. Различие между З. п. и *вмороженностью магнитного поля* в плазму заключается в том, что не при всех движениях З. п. возникают токи (напр., именно так происходит диффузионный перенос плазмы поперёк H), а также в З. п. существует широкий класс низкочастотных квазипотенциальных движений (rot $E\approx 0$, E — электрич. поле), для к-рых магн. поле не возмущается, и, следовательно, не вморожено в среду. В этих случаях следует отказаться от простой записи закона Ома в виде $j=\sigma(E+\frac{1}{c}[vH])$ и пользоваться ур-ниями *двухжидкостной гидродинамики плазмы*.

Лит. см. при ст. *Плазма*. *С. С. Моисеев.*

ЗАМЕДЛЕ́НИЕ НЕЙТРО́НОВ — уменьшение кинетич. энергии $\mathcal{E}$ нейтронов в результате многократных столкновений их с атомными ядрами среды. Механизм З. н. зависит от энергии нейтронов. Если $\mathcal{E}$ больше порога неупругого рассеяния нейтрона на ядре ($\mathcal{E}_{\text{ну}}\approx 0{,}1$—10 МэВ), то нейтроны расходуют энергию гл. обр. на возбуждение ядер и ядерные реакции, сопровождающиеся вылетом нейтронов. При одном соударении нейтрон в среднем теряет значит. долю своей энергии и после небольшого числа столкновений (часто одного) переходит в область энергий $\mathcal{E}<\mathcal{E}_{\text{ну}}$. Дальнейшее З. н. происходит только за счёт упругого ядерного рассеяния.

Если $\mathcal{E}\geqslant 0{,}1$—$0{,}3$ эВ, то можно пренебречь тепловым движением и хим. связью атомов среды и рассматривать ядра как свободные и покоящиеся. При этом рассеяние практически изотропно в системе центра масс нейтрон—ядро, и при одном соударении с ядром с массовым числом A нейтрон с энергией $\mathcal{E}$ с равной вероятностью может передать ядру любую энергию в интервале от 0 до $4A\mathcal{E}/(A+1)^2$. Соответственно, его ср. потеря энергии равна $2A\mathcal{E}/(A+1)^2$, т. е. пропорц. $\mathcal{E}$, а среднелогарифмическая (усреднённая по углам рассеяния нейтронов) потеря энергии при одном соударении:

$$\xi=\overline{\ln\frac{\mathcal{E}}{\mathcal{E}'}}=1+\frac{(A-1)^2}{2A}\ln\frac{A-1}{A+1} \qquad (1)$$

($\mathcal{E}$ и $\mathcal{E}'$ — энергии до и после соударения). Т. о., ξ не зависит от энергии нейтрона. Поэтому ξ удобно использовать как характеристику упругого З. н. (для среды, состоящей из смеси ядер с разными A, ξ усредняется по концентрациям с весом, пропорц. сечению рассеяния σ_p, что может привести к слабой зависимости ξ от $\mathcal{E}$). Для водорода $\xi=1$ и монотонно убывает с ростом A (см. табл.). Ср. число столкновений m, требуемое для З. н. от энергии $\mathcal{E}_0$ до $\mathcal{E}$, равно $m=u/\xi$, где величина $u=\ln(\mathcal{E}_0/\mathcal{E})$ наз. летаргией нейтронов.

Параметры упругого замедления нейтронов в некоторых веществах

Вещество	ξ	m *	l_p, см	τ *, см²
H_2O	0,948	19	1,1	30,2
D_2O	0,570	30	2,6	120
Be	0,209	86	1,6	97,2
BeO	0,173	104	1,5	105
Графит	0,158	114	2,6	350

* При З. н. от ср. энергии нейтронов деления до тепловой энергии.

Захват нейтронов ядрами в лёгких веществах в процессе З. н. несуществен, т. к. сечения захвата $\sigma_з$ нейтронов малы по сравнению с сечением рассеяния σ_p; в тяжёлых веществах из-за большого m заметное число нейтронов может захватиться при З. н. до малых энергий. Доля нейтронов, избежавших захвата при З. н. от энергии $\mathcal{E}_0$ до $\mathcal{E}$, равна

$$P(\mathcal{E}_0,\ \mathcal{E})=\exp\left[-R_\gamma(\mathcal{E}_0,\ \mathcal{E})/\xi\sigma_p\right], \qquad (2)$$

где $R_\gamma(\mathcal{E}_0,\ \mathcal{E})$ — т. н. резонансный интеграл захвата нейтронов, равный:

$$R_\gamma(\mathcal{E}_0,\ \mathcal{E})=\int_{\mathcal{E}}^{\mathcal{E}_0}\sigma_з(\mathcal{E}')\frac{d\mathcal{E}'}{\mathcal{E}'}. \qquad (3)$$

Энергетич. распределение упруго замедляющихся нейтронов $N(\mathcal{E})$ в случае непрерывно излучающегося моноэнергетич. нейтронного источника интенсивностью Q нейтронов в 1с с энергией нейтронов $\mathcal{E}_0$ в большом (утечкой нейтронов можно пренебречь) объёме однородного вещества в отсутствие захвата описывается ф-лой (спектр Ферми):

$$N(\mathcal{E})\,d\mathcal{E}=\frac{Ql_p}{v\xi}\frac{d\mathcal{E}}{\mathcal{E}}\quad(\mathcal{E}<\mathcal{E}_0), \qquad (4)$$

где l_p — длина свободного пробега нейтрона до рассеяния, v — его скорость. Отношение ξ/l_p наз. замедляющей способностью вещества. Учёт захвата приводит к появлению в ф-ле (4) множителя $P(\mathcal{E},\ \mathcal{E}_0)$, т. е. сдвигает спектр в сторону бо́льших энергий («ужесточает»). В случае импульсного источника нейтроны при упругом З. н. в однородной среде после l/ξ соударений в каждый момент времени t после импульса группируются по энергии вблизи ср. энергии

$$\mathcal{E}=2m_n(l_p/\xi t)^2 \qquad (5)$$

(m_n — масса нейтрона), причём тем теснее, чем тяжелее среда [с дисперсией $D=\overline{(\mathcal{E}^2-\overline{\mathcal{E}}^2)}/\overline{\mathcal{E}}^2=2/3A$]. Эта особенность позволяет измерять энергию нейтронов по времени замедления в тяжёлых замедлителях (см. *Нейтронная спектроскопия*). Время З. н. при $\mathcal{E}_0\gg\mathcal{E}$ определяется ф-лой (5), т. е. пропорционально l_p/ξ, в Pb при $\overline{\mathcal{E}}=1$ эВ, $t=4\cdot 10^{-4}$ с.

Диффузию нейтронов при З. н. удобно описывать в терминах плотности замедления q, т. е. числа нейтро-

нов в 1 см³, «пересекающих» за 1с данное значение энергии при движении по энергетич. шкале; q связана с пространственно-энергетич. плотностью нейтронов n (числом нейтронов в 1 см³ в единичном энергетич. интервале) соотношением: $q=nv\xi/l_p$ и удовлетворяет т. н. уравнению возраста Ферми (в случае среды без поглощения):

$$\frac{\partial q}{\partial \tau}=\Delta q,$$

$$\tau(\mathcal{E}_0,\mathcal{E})=\int_0^{\tau(\mathcal{E})} D(t')\,dt'=\int_{\mathcal{E}}^{\mathcal{E}_0}\frac{l_p l_{tr}}{3\xi}\frac{d\mathcal{E}'}{\mathcal{E}'}\approx\frac{l_p l_{tr}}{3\xi}m(\mathcal{E}_0,\mathcal{E}). \quad (6)$$

Здесь τ — среднее время З. н. от энергии $\mathcal{E}_0$ до энергии $\mathcal{E}$, $l_{tr}=l_p/(1-\overline{\cos\theta})$ — ср. транспортная длина свободного пробега (ср. длина, проходимая нейтроном в первонач. направлении), $\overline{\cos\theta}=2/3A$ — ср. косинус угла рассеяния.

Величина τ наз. возрастом нейтронов; кроме того, величина 6τ имеет смысл ср. квадрата расстояния, на к-рое удаляется нейтрон в безграничной однородной среде при замедлении от энергии $\mathcal{E}_0$ до $\mathcal{E}$. Величина $M(\mathcal{E}_0)=\sqrt{\tau}$ при З. н. до тепловой энергии наз. длиной З. н.

В безграничной однородной среде без поглощения в случае точечного моноэнергетич. источника нейтронов единичной интенсивности решение ур-ния (5) даёт

$$q=(4\pi\tau)^{-3}\exp(-r^2/4\tau). \quad (7)$$

Утечка нейтронов наружу сказывается, когда размеры среды $\leqslant\sqrt{\tau}$. Как и поглощение нейтронов, она приводит к «ужесточению» нейтронного энергетич. спектра в среде.

При энергиях $\mathcal{E}<0{,}1$—$0{,}3$ эВ на рассеяние нейтронов влияют хим. связь и тепловое движение атомов. Скорость З. н. снижается, и спектр нейтронов стремится к равновесному, обычно близкому к максвелловскому. З. н. в этой области энергии наз. термализацией нейтронов.

Нейтроны образуются в ядерных реакциях обычно с энергией $\geqslant 1$ МэВ. З. н. является способом трансформации их в тепловые, к-рые используются в ядерной энергетике (см. *Ядерный реактор*), при исследовании конденсир. сред (см. *Нейтронография*) и др.

Лит. см. при ст. *Диффузия нейтронов.*

М. В. Казарновский.

ЗАМЕДЛЯЮЩАЯ СИСТЕ́МА (замедляющая структура) — устройство, формирующее и канализирующее эл.-магн. волны с фазовой скоростью v, меньшей скорости света c в вакууме (замедленные волны) и обеспечивающее их длительное, синхронное взаимодействие с потоками заряж. частиц. Величину $n=c/v$ наз. коэф. замедления (замедлением), формально она совпадает с показателем преломления нек-рой эфф. среды. Длительное (в масштабе периода колебаний T), синхронное взаимодействие частиц с волной обладает свойством избирательности, достигая макс. эффекта при скорости частиц $v_ч\approx v$. Этим и определяются осн. области применения З. с.: электронные СВЧ-приборы, основанные на индуцир. черенковском излучении и аномальном *Доплера эффекте*, такие, как лампа бегущей волны (ЛБВ), лампа обратной волны (ЛОВ), магнетрон, нек-рые разновидности мазеров на циклотронном резонансе; синхротронные и линейные ускорители, сепараторы заряж. частиц; осциллографич. электронно-лучевые трубки бегущей волны. Аналогичные устройства в черенковских счётчиках, регистрирующие индивидуальное световое излучение быстрых частиц, наз. радиаторами.

Эффект замедления достигается при помощи сплошных однородных сред с большими диэлектрич. и (или) магн. проницаемостями.

Другой класс З. с. связан с использованием неоднородных по длине (обычно периодич. или почти периодич.) структур. Это могут быть чисто металлич. устройства (спирали, волноводы с гофрир. стенками, цепочки связанных резонаторов и т. п.). Именно такие З. с. и преобладают на практике (рис. 1). В спиральных З. с. замедление n главной волны примерно равно отношению длины проводящих «нитей» спирали к длине их

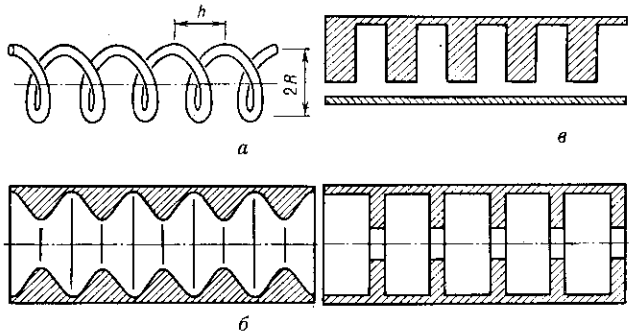


Рис. 1. Примеры замедляющих систем: *а* — однозаходная спираль; *б* — волновод с гофрированными стенками; *в* — гребёнка; *г* — диафрагмированный волновод.

намотки, что позволяет интерпретировать механизм замедления как распространение волн тока со скоростью c вдоль этих проводящих нитей, т. е. по удлинённому пути (рис. 2). При этом дисперсия (зависимость n от ω) отсутствует, групповая скорость равна фазовой. В периодич. З. с. любую компоненту поля нормальной волны $u(r,\ t)=\mathrm{Re}\,u_0(r)\cdot\exp(i\omega t)$ можно представить в виде суперпозиции т. н. пространств. гармоник (ПГ) (следствие *Флоке теоремы*):

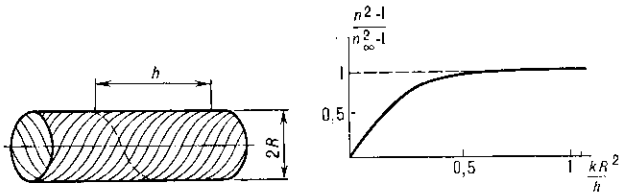


Рис. 2. Модель спиральных замедляющихся систем: *а* — сплошной цилиндр с анизотропной проводимостью, бесконечной вдоль витков и нулевой перпендикулярно им; *б* — дисперсионная зависимость осесимметричной волны в нём, $n_\infty=\lim n$ при $kR^2/h\to\infty$, $k=\omega/c$.

$$u_0(r)=\sum_{m=-\infty}^{\infty} e_m(r_\perp)\exp(-i\beta_m z), \quad (1)$$

где z — осевая, а r_1 — поперечная к ней координаты; $e_m(r_\perp)$ — амплитуда m-й ПГ, $\beta_m=\beta_0+2\pi m/d$ — её волновое число, причём обычно полагают $|\beta_0|<|\beta_m|$; d — период З. с. Фазовые скорости ПГ $v_m=\omega/\beta_m$ отличаются друг от друга.

Замедление и в др. случаях можно объяснить удлинением пути волн из-за переотражений от периодически расположенных препятствий, это же приводит и к возникновению ПГ в (1). В синхронизме с движущимися частицами могут находиться любые ПГ, но это вовсе не означает, что и др. ПГ обязаны быть медленными — волновое поле (1) допускает существование и быстрых гармоник ($|v|>c$), к-рые в неэкранир. системах ведут себя как излучающие (поэтому их иногда наз. вытекающими волнами). Величина и направление групповой скорости определяются всем набором ПГ (1). У части ПГ фазовые скорости совпадают по направлению с групповой (прямые гармоники), у др. части v_m противоположны групповой скорости (обратные гармоники). Синхронизм с прямыми ПГ используется в приборах типа ЛБВ, ускорителях и управляющих элемен-

тах осциллографич. трубок; в приборах типа ЛОВ используют синхронизм с обратными ПГ.

Эффективность взаимодействия ВЧ-поля с движущимися частицами в З. с. характеризуется в электронных СВЧ-приборах сопротивлением связи $R_{св}=|E_m|^2/2\beta_m^2 P$, а в ускорителях — шунтовым сопротивлением $R_m=|E_m|^2/2\alpha P$, где P — поток энергии через поперечное сечение З. с., E_m — компонента поля синхронной гармоники, действующая на заряж. частицы, α — коэф. затухания волн.

Важной особенностью нормальных волн в любой периодич. системе являются частотные полосы непропускания, когда $\mathrm{Im}\beta_m\neq 0$ даже в системах без потерь. Это одномерный вариант отражения, возникающего в произвольных периодич. решётках (см. *Брэгга—Вульфа условие*).

Любую систему, направляющую волны, фазовая скорость к-рых меньше скорости однородной волны в окружающем свободном пространстве, можно отнести к З. с., независимо от её назначения. Сюда, в частности, относятся все типы *волноводов диэлектрических*, а также системы, направляющие поверхностные волны.

Лит.: Силин Р. А., Сазонов В. П., Замедляющие системы, М., 1966; Нефедов Е. И., Фиалковский А. Т., Полосковые линии передачи, 2 изд., М., 1980.

Н. Ф. Ковалев, Р. А. Силин.

ЗАМИРА́НИЕ (фединг) — случайное изменение уровня принимаемого радиосигнала, обусловленное вариациями параметров среды, в к-рой он распространяется.

Быстрые (длительностью от долей до десятков с) интерференц. З. обусловлены случайными изменениями фазовых соотношений между отд. составляющими в принимаемом многолучевом сигнале (см. *Интерференция радиоволн*). Многолучевая структура сигнала формируется из волн, приходящих в точку приёма по разл. путям в процессе *распространения радиоволн* в среде: прямая волна и волна, отражённая от земной поверхности, в радиорелейных линиях связи (РРЛ), множество волн, переизлученных неоднородностями тропосферы и ионосферы, и т. п. Фазовые соотношения между отд. лучами в принимаемом многолучевом сигнале могут изменяться за счёт случайных пространственно-временны́х вариаций диэлектрич. проницаемости среды, а также за счёт движения одного или обоих корреспондирующих пунктов. Разновидностью быстрых интерференц. З. являются поляризац. З. сигнала, обусловленные изменениями фазовых соотношений между отд. лучами с разл. поляризацией в многолучевом сигнале, принимаемом на антенну с заданной поляризацией излучения.

Быстрые З. сигнала описываются ф-циями распределения и ф-циями корреляции (временно́й, частотной, пространственной, поляризационной) огибающей сигнала, характеризующими глубину и статистич. связь между З. в двух точках, разнесённых по времени, частоте, пространству, или при приёме излучения на две антенны разной поляризации. Принято считать, что З. статистически независимы на нек-ром масштабе $\xi_к=\{\tau_к, f_к, l_к\}$ ($\tau_к$, $f_к$, $l_к$ — радиусы временно́й, частотной и пространств. корреляции З.), при к-ром соответствующая нормированная ф-ция корреляции убывает до значения $e^{-1}\approx 0{,}37$. Экспериментально измеренные значения ср. величин $\tau_к$, $f_к$, $l_к$ для разл. радиолиний, а также тип соответствующей ф-ции распределения З. сигналов приведены в табл.

Медленные (от единиц до десятков мин) З. в основном обусловлены случайными изменениями рефракции в тропосфере, фокусировкой и дефокусировкой радиоволн крупномасштабными неоднородностями ионосферы, кратковрем. поглощением радиоволн и т. п. Как правило, медленные З. радиосигналов подчиняются логарифмически нормальному распределению флуктуаций. Радиусы пространственной, частотной, временно́й корреляции медленных З. на порядок и более превосходят соответствующие значения этих параметров для быстрых З.

З. сигнала могут существенно снижать устойчивость работы радиолиний. Для борьбы с З. широко используют пространств., частотное и временно́е разнесение каналов приёма (передачи) информации. Этот способ борьбы с З. является эффективным, если разнесение каналов превосходит соответств. радиус корреляции З. принимаемого радиоизлучения.

Лит.: Калинин А. И., Черенкова Е. Л., Распространение радиоволн и работа радиолиний, М., 1971; Долуханов М., Флуктуационные процессы при распространении радиоволн, М., 1971; Дэвис К., Радиоволны в ионосфере, пер. с англ., М., 1973; Калинин А. И., Распространение радиоволн на трассах наземных и космических радиолиний, М., 1979; Связь с подвижными объектами в диапазоне СВЧ, под ред. У. К. Джейкса, пер. с англ., М., 1979.

В. А. Алимов.

Тип радиолинии	Тип распределения замираний сигнала	$\tau_к$, сек	$f_к$, МГц	$l_к$
РРЛ с интервалами в пределах прямой видимости над морской поверхностью (f=1000—6000 МГц)	$W(A)=\frac{A}{\pi}\arccos\left(1-\frac{A^2}{2}\right)$	1—10	$(2-5)\cdot 10^{-2}f$	(140—160) λ
Тропосферные РРЛ (f=400—5000 МГц)	рэлеевское	10^{-1}—10	$(2-5)\cdot 10^{-3}f$	(70—100) λ
КВ-радиолинии (f=3—30 МГц)	обобщённое рэлеевское	10^{-1}—10	10^{-4}—10^{-2}	(10—25) λ
Линии ионосферного рассеяния (f=30—60 МГц)	рэлеевское	0,2—0,3	$(5-10)\cdot 10^{-3}$	(7—10) λ
Линии ракурсного рассеяния радиоволн искусственными неоднородностями ионосферы	рэлеевское	0,2—0,5	$(1-3)\cdot 10^{-3}$	(4—5) λ
Радиолинии космической связи: геостационарный ИСЗ—самолёт (f=200—400 МГц, скорость самолёта 800 км/час)	обобщённое рэлеевское	1—5	$(2-10)\cdot 10^{-2}$	—
Радиолинии городской связи с подвижными объектами (f=300—3000 МГц, скорость объекта ~40 км/час)	рэлеевское	$5\cdot(10^{-3}$—$10^{-2})$	10^{-1}—10	(1—30) λ

ЗА́МКНУТАЯ СИСТЕ́МА — то же, что *изолированная система*.

«ЗАМОРА́ЖИВАНИЕ» ОРБИТА́ЛЬНЫХ МОМЕ́НТОВ — эффект, обусловленный действием неоднородного электрич. поля кристаллич. решётки на движение электронов внутр. незаполненных электронных слоёв парамагн. ионов [1]: ср. значение проекции орбитального магн. момента этих электронов на направление внеш. магн. поля оказывается равным нулю, вследствие чего их орбитальные моменты не дают вклада в результирующий магн. момент кристалла (орбитальные магн. моменты электронов как бы «замораживаются» сильным внутрикристаллическим полем, и их направление нельзя изменить более слабым действием внешнего магнитного поля). Для реализации этого эффекта необходимо, чтобы энергия взаимодействия орбитального момента с внешним магнитным полем Δ_H была значительно меньше величины расщепления уровней $\Delta_{кр}$, обусловленного действием *внутрикристаллического поля*.

В случае делокализации электронов внутр. недостроенных электронных слоёв ионов в переходных металлах (в т. н. *d*-металлах) и их сплавах эффект «З.» о. м. также имеет место. Осн. фактором подавления орбитальных моментов делокализованных *d*-электронов является, по-видимому, периодич. потенциал кристаллич. решётки [2].

Наиб. детально «З.» о. м. исследовано для электронов, локализованных на парамагн. ионах (Cu^{2+} в $CuSO_4$; Mn^{2+}, добавленных в ZnS, и др.). Пояснить возникновение данного эффекта можно на примере электрона с орбитальным квантовым числом $L=1$, движущегося вокруг ядра, к-рое находится в неоднородном внутрикристаллич. поле ромбич. симметрии (наличие спина у электрона не учитывается [3]). Потенциал V статич. электрич. поля в узле кристалла ромбич. симметрии, где находится ядро, определяется соотношением

$$V = Ax^2 + By^2 - (A+B)\,z^2 \qquad (1)$$

(A и B — константы). Выражение (1) является полиномом от x, y, z наим. степени, удовлетворяющим *симметрии кристалла* и *Лапласа уравнению* $\nabla^2 V = 0$.

Для описания осн. невозмущённого состояния иона можно взять три ортогональные и нормированные волновые ф-ции:

$$U_x = xf(r), \quad U_y = yf(r), \quad U_z = zf(r), \qquad (2)$$

к-рые обладают свойством:

$$\hat{L}^2 U_i = L(L+1)\,U_i = 2U_i \quad (i = x,\ y,\ z), \qquad (3)$$

где $\hat{L}^2$ — оператор квадрата орбитального момента импульса (в единицах $\hbar$). Из соотношения (3) вытекает, что волновые ф-ции U_i описывают p-состояния с $L=1$. Возмущённое состояние иона во внутрикристаллич. поле можно определить, вычислив матричные элементы оператора возмущения (1), с использованием волновых ф-ций U_i. Оказывается, что все недиагональные матричные элементы равны нулю, в то время как диагональные матричные элементы отличны от нуля. Это означает, что внутрикристаллич. поле ромбич. симметрии расщепляет первоначально троекратно вырожденный энергетич. уровень иона на три уровня, энергия к-рых определяется диагональными матричными элементами

$$\langle U_x \mid eV \mid U_x \rangle = A\,(I_1 - I_2), \qquad (4)$$

$$\langle U_y \mid eV \mid U_y \rangle = B\,(I_1 - I_2), \qquad (5)$$

$$\langle U_z \mid eV \mid U_z \rangle = -(A+B)\,(I_1 - I_2), \qquad (6)$$

где

$$I_1 = \int |f(r)|^2 x^4\,dx\,dy\,dz, \qquad (7)$$

$$I_2 = \int |f(r)|^2 x^2 y^2\,dx\,dy\,dz. \qquad (8)$$

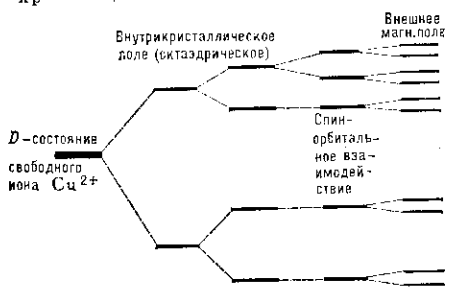
В результате, несмотря на то, что полный орбитальный момент электрона отличен от нуля ($L=1$), проекции орбитального момента в каждом из трёх новых состояний на ось координат z, выделенную внеш. магн. полем H, не являются интегралами движения и ср. значения их по времени равны нулю:

$$\langle U_x \mid L_z \mid U_x \rangle = \langle U_y \mid L_z \mid U_y \rangle = \langle U_z \mid L_z \mid U_z \rangle = 0. \qquad (9)$$

Соответственно проекции орбитального магн. момента в том же приближении также равны нулю.

Т. о., в результате действия внутрикристаллич. поля происходит расщепление первоначально вырожденных уровней на «немагнитные» синглетные подуровни, энергетич. интервалы между к-рыми существенно превосходят энергию Δ_H взаимодействия магн. момента электрона с внеш. магн. полем. При этом орбитальные моменты электронов не дают вклада в намагниченность кристалла.

В качестве конкретного примера можно рассмотреть осн. D-состояние иона Cu^{2+} в парамагн. соли $CuSO_4$, имеющее кратность вырождения $2L+1 = 2\cdot 2+1 = 5$. В электрич. поле октаэдрич. кристаллич. решётки ряда соединений, содержащих ион Cu^{2+}, D-уровень расщепляется на два уровня, из к-рых нижний двукратно, а верхний трёхкратно вырождены [4]. Дальнейшее снятие вырождения происходит за счёт *спин-орбитального взаимодействия*, к-рое также расщепляет уровни на величину Δ_{LS}. В результате реализуется пять разл. энергетич. уровней, каждый из к-рых оказывается двукратно вырожденным (см. рис.). Только внеш. магн. поле снимает это вырождение. Как видно из рис., $\Delta_H \ll \Delta_{LS} \ll \Delta_{кр}$. Следовательно, в данном случае магн. поле является слабым возмущением по сравнению с электрич. полем кристаллич. решётки и не может оказывать ориентирующего действия на орбитальный момент.



Расщепление вырожденного D-состояния иона Cu^{2+} на энергетические уровни: под действием анизотропного электрического поля кристалла с октаэдрической решёткой (на 4 уровня), спин-орбитального взаимодействия (на 5 уровней) и внешнего магнитного поля (расщепление каждого уровня на два подуровня, отличающихся различной ориентацией спина электрона).

«З.» о. м. наиб. ярко выражено во всех переходных металлах группы железа и в их многочисл. соединениях, т. к. в них неспаренные *d*-электроны подвергаются сильному воздействию внутрикристаллич. поля. Вызванное этим полем расщепление $\Delta_{кр}$ настолько велико, что при комнатных темп-рах «заселён» только нижний уровень. Величина расщепления $\Delta_{кр} \ll \Delta_H$, т. к. $\Delta_{кр} \sim (10^{-1}-1)$ эВ, а $\Delta_H \sim 10^{-4}$ эВ. Энергия внутрикристаллич. поля в этих веществах превосходит также энергию спин-орбитального взаимодействия $\Delta_{LS} \sim (10^{-3}-10^{-2})$ эВ, вследствие чего практически разрывается связь орбитального и спинового моментов. Орбитальные моменты «замораживаются», и магн. момент кристалла формируют в основном спиновые моменты электронов.

Спин-орбитальное взаимодействие всё же препятствует полному «замораживанию» орбитального момента [1] и индуцирует небольшой магн. момент, связанный с орбитальным движением электрона, величина к-рого $\sim (\Delta_{LS}/\Delta_{кр})\mu_B$, где μ_B — магнетон Бора. Этот добавочный магн. момент зависит от ориентации спина относительно кристаллографич. осей. Вследствие этого наблюдается *магнитная анизотропия* и отклонение от числа 2 значения *g-фактора* (значение $g=2$ характерно для чисто спиновых моментов, см. *Ланде множитель*). Эти эффекты возрастают при увеличении отношения $\Delta_{LS}/\Delta_{кр}$ [5].

Спин-орбитальное взаимодействие не только препятствует полному «замораживанию» орбитального момента, но и приводит к зависимости положения энергетич. уровней от ориентации поля *обменного взаимодействия* относительно кристаллографич. осей. Такая зависимость низших энергетич. уровней ионов от направления обменного поля и намагниченности является причиной одноионной магн. анизотропии в сильных магнетиках [6].

В редкоземельных металлах (РЗМ) и их соединениях, где магн. свойства обусловлены 4*f*-электронами, эффект «З.» о. м. весьма незначителен [7]. У редкоземельных ионов незаполненный 4*f*-слой экранирован от действия внутрикристаллич. поля вышележащими электронными слоями $5s^2$ и $5p^6$, значение $\Delta_{кр}$ невелико

($\sim 10^{-2}$ эВ) и $\Delta_{LS} \gg \Delta_{кр}$, так что внутрикристаллич. поле не может разорвать спин-орбитальную связь. Поэтому в кристаллах РЗМ и их соединений спиновой $\boldsymbol{S}$ и орбитальной $\boldsymbol{L}$ моменты редкоземельных ионов, так же как и у свободных ионов, связаны сильной спин-орбитальной связью и в образовании магн. момента в этих веществах участвуют как спиновые, так и орбитальные моменты.

Лит.: 1) Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971, с. 130; 2) Brooks H., Ferromagnetic anisotropy and the itinerant electron model, «Phys. Rev.», 1940, v. 58, p. 909; 3) Киттель Ч., Введение в физику твердого тела, [пер. с англ.], М., 1978, с. 764; 4) Боровик Е. С., Мильнер А. С., Еременко В. В., Лекции по магнетизму, 2 изд., Хар., 1972, с. 60; 5) Альтшулер С. А., Козырев Б. М., Электронный парамагнитный резонанс соединений элементов промежуточных групп, 2 изд., М., 1972; 6) Крупичка С., Физика ферритов и родственных им магнитных окислов, пер. с нем., т. 2, М., 1976, с. 41; 7) Редкоземельные ферромагнетики и антиферромагнетики, М., 1965, с. 319. *С. А. Никитин.*

ЗАПАЗДЫВАНИЕ ТЕКУЧЕСТИ (задержка текучести) — явление, к-рое характеризуется тем, что при мгновенном (очень быстром) приложении напряжения, превышающего предел текучести при статич. (очень медленном) нагружении, пластич. деформация возникает не тотчас, а по истечении нек-рого промежутка времени — т. н. З. т. Если напряжение снято до истечения периода З. т., остаточных деформаций не возникает, т. е. в течение периода З. т. материал деформируется упруго. Чем больше приложенное напряжение, тем меньше период З. т. Значение периода З. т. изменяется от неск. мс при напряжении порядка (и выше) статич. предела прочности до неск. мин при напряжениях порядка статич. предела текучести. Явление З. т. чётко выражено в материалах, у к-рых на диаграмме растяжения есть площадка текучести (см. *Предел текучести*). Изучение З. т. важно для оценки прочности конструкции при воздействии динамич. нагрузок (ударов, взрывов и т. п.). *В. С. Ленский.*

ЗАПАЗДЫВАЮЩЕЕ ДЕЛЕ́НИЕ ЯДРА́. Для тяжёлых ядер, далёких от линий β-стабильности, энергия *бета-распада* может стать столь большой, что возбуждённое дочернее ядро делится. Возбуждённое дочернее ядро в этом случае является спонтанно делящимся изомером (см. *Деление ядер*). Период полураспада З. д. я. совпадает с периодом β-распада. З. д. я. открыто в 1965 Г. Н. Флёровым с сотрудниками (Дубна) и названо по аналогии с испусканием запаздывающих нейтронов из осколков деления. Оно обнаружено как для *нейтронно-дефицитных ядер* — ^{228}Np ($T_{1/2}$=1 мин), ^{232}Am ($T_{1/2}$=1,4 мин), ^{234}Am ($T_{1/2}$=2,6 мин), так и *нейтронно-избыточных ядер* — ^{236}Pa ($T_{1/2}$=9,1 мин), ^{238}Pa ($T_{1/2}$=2,3 мин). Сечение З. д. я., образующихся в реакциях с тяжёлыми ионами, оказалось небольшим ($\sim 10^{-34}$ см^2), т. е. вероятность З. д. я. мала ($\sim 10^{-9}$—10^{-10}). *Г. А. Пик-Пичак.*

ЗАПА́ЗДЫВАЮЩИЕ ПОТЕНЦИА́ЛЫ (в электродинамике) — потенциалы эл.-магн. поля, удовлетворяющие *причинности принципу*. Изменение значений потенциалов или полей в точке наблюдения $\boldsymbol{r}$ запаздывает по отношению к изменению источников поля, расположенных в точке $\boldsymbol{r}'$ на время $\Delta t = R/C \equiv |\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'|/C$, необходимое для распространения возмущения из точки $\boldsymbol{r}'$ в $\boldsymbol{r}$, C — скорость распространения возмущений. З. п. впервые были введены при решении неоднородного *волнового уравнения*. Скалярный φ и векторный $\boldsymbol{A}$ *потенциалы электромагнитного поля* в вакууме в случае калибровки Лоренца (см. *Градиентная инвариантность*) описываются однотипными ур-ниями:

$$\Delta\varphi - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2} = -4\pi\rho,$$

$$\Delta\boldsymbol{A} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\boldsymbol{A}}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c}\boldsymbol{j}, \qquad (1)$$

где источниками являются объёмные плотности электрич. заряда ρ и электрич. тока $\boldsymbol{j}$, а скорость распространения возмущений C совпадает со скоростью света в вакууме c. Две системы частных решений (1) отличаются знаком перед $\Delta t \equiv R/c$:

$$\varphi^{зап}(\boldsymbol{r}, t) = \int \frac{\rho(r', t-R/c)}{R}\,dv',$$

$$\boldsymbol{A}^{зап}(\boldsymbol{r}, t) = \frac{1}{c}\int \frac{\boldsymbol{j}(r', t-R/c)}{R}\,dv', \qquad (2)$$

$$\varphi^{оп}(\boldsymbol{r}, t) = \int \frac{\rho(r', t+R/c)}{R}\,dv',$$

$$A^{оп}(\boldsymbol{r}, t) = \int \frac{\boldsymbol{j}(r', t+R/c)}{R}\,dv'. \qquad (3)$$

Потенциалы (2) наз. запаздывающими, поскольку их изменение запаздывает по отношению к изменению источника. Потенциалы (3) наз. опережающими потенциалами. В задачах об излучении эл.-магн. поля заданными источниками опережающие потенциалы отбрасываются, как неудовлетворяющие принципу причинности. При заданном движении точечного заряда в вакууме обусловленные им З. п. выражаются *Льенара — Вихерта потенциалами*.

В случае полей, синусоидально зависящих от времени, при комплексной форме записи потенциалов [напр., $\varphi(\boldsymbol{r}, t) = \varphi_\omega(\boldsymbol{r})\exp(-i\omega t)$, ω — круговая частота] и источников, для исключения решений с опережающими аргументами обычно используют один из двух методов. Первый состоит в подчинении решений ур-ний типа (1) условиям излучения, напр. *Зоммерфельда условиям излучения*, к-рым должны удовлетворять потенциалы на больших расстояниях r от области источников, занимающих ограниченный объём:

$$\lim_{r\to\infty} r\left(\frac{\partial\varphi}{\partial r} - ik\varphi\right) = 0, \qquad (4)$$

где $k^2 = (\omega/c)^2$. Выполнение условий типа (4) обеспечивает перенос энергии от источника к удалённым от него точкам пространства. Второй метод исключения решений, соответствующих опережающим потенциалам, состоит во введении бесконечно малого поглощения в среде (метод, или принцип предельного поглощения).

В однородной среде без дисперсии, характеризующейся постоянными диэлектрической (ε) и магнитной (μ) проницаемостями, ур-ния (1) и решения (2), (3) для потенциалов получаются путём замены $c \to c/\sqrt{\varepsilon\mu}$; $\rho \to \rho/\varepsilon$, $\boldsymbol{j} \to \mu\boldsymbol{j}$; к ним применимы все принципы отбора решений, соответствующих З. п. В частности, принцип предельного поглощения сводится к замене $\varepsilon \to \varepsilon' + i\varepsilon''$, $\mu \to \mu' + i\mu''$ ($\varepsilon'' \ll \varepsilon'$ $\mu'' \ll \mu'$).

При наличии частотной дисперсии в среде [$\varepsilon = \varepsilon(\omega)$, $\mu = \mu(\omega)$] волновое ур-ние не допускает записи типа (1). Что же касается отбора решений ур-ний для спектральных составляющих, то здесь введение малого поглощения в средах с аномальной дисперсией может иногда приводить к отбору решений соответствующих опережающим потенциалам. Такая ситуация имеет место в случае обратных волн, в к-рых фазовая и групповая скорости направлены в противоположные стороны.

В квантовой теории концепция З. п. переносится на соответствующие операторы потенциалов.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988; Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Введение в теорию квантованных полей, 4 изд., М., 1984. *М. А. Миллер, Е. В. Суворов.*

ЗАПА́С ПРО́ЧНОСТИ в сопротивлении материалов — характеристика состояния сооружения или его элемента в отношении сопротивления их разрушению. Численное значение З. п. определяется коэф. З. п. В зависимости от метода расчёта различают след. коэф. З. п. Коэф. З. п. по напряжению — отношение допустимого напряжения (предела прочности, предела текучести, предела выносливости при переменных нагрузках) к наиб. напряжению при заданном типе нагрузок. Выбор в качестве предельного напряжения предела прочности или текучести материала зависит от его свойств — от хрупко-

сти или пластичности, от типа напряжённого состояния и характера нагружения детали. Соответственно получают коэф. З. п. по пределу прочности или по пределу текучести. Коэф. З. п. по предельным нагрузкам — отношение предельной нагрузки, при к-рой несущая способность детали (или сооружения) исчерпывается, к расчётной нагрузке. Коэф. З. п. по предельным нагрузкам точнее отражает действит. состояние сооружения, однако его определение более трудоёмко. Коэф. З. п. по предельной деформации — отношение нагрузки, вызывающей в конструкции в целом или в к.-л. её элементе максимально допустимую характерную деформацию (прогиб, изменение расстояния между узлами и др.), к расчётной нагрузке.

Безопасность работы конструкции обеспечивается выбором надлежащего коэф. З. п. При этом учитываются механич. свойства материала, вероятность возникновения случайных перегрузок, степень достоверности расчёта и исходной информации, возможность непредвиденных дефектов (усадочные раковины, выбоины и др.). Выбор значения коэф. З. п. учитывает необходимость экономии материала и в ряде случаев связан с проблемой создания конструкции мин. веса (напр., космич. аппаратов, самолётов). Величина коэф. З. п. колеблется в зависимости от перечисленных факторов от 1,3 до 6 и выше. Наим. значения принимаются для деталей, изготовляемых из высококачеств. материалов при высоком уровне технологии и необходимости снижения веса, а также в объектах разового кратковрем. назначения, наибольшие — в конструкциях долговрем. использования, особенно при динамич. нагрузках.

ЗАПА́С УСТО́ЙЧИВОСТИ — характеристика, определяющая степень удалённости величины действующих на конструкцию нагрузок от их предельных, критических, значений, при к-рых происходит потеря устойчивости и несущая способность конструкции исчерпывается (см. *Устойчивость упругих систем*). Численное значение З. у. выражается отношением критич. нагрузки к фактически действующей на конструкцию и наз. коэф. З. у. Выбор надлежащего коэф. З. у. затруднён тем, что невозможно точно учесть ряд факторов, влияющих на величину критич. нагрузок. Напр., для наиболее полно изученного случая — потери устойчивости продольно сжатым стержнем—такими факторами являются нецентральность приложения нагрузки, нач. кривизна стержня и неоднородность материала. При расчёте реальных условий работы конструкции влияние дополнит. факторов компенсируют выбором поправочного коэф., учитывающего вероятность наличия дефектов. Поэтому коэф. З. у. следует брать в виде произведения основного выбранного коэф. З. у. и поправочного.

ЗАПОМИНАЮЩАЯ ТРУ́БКА — электронно-лучевой прибор, служащий для записи и хранения временно́й последовательности электрич. сигналов с последующей их визуализацией в виде двумерного изображения (З. т. с видимым изображением) или с их преобразованием в новую последовательность сигналов (запоминающие электронно-лучевые преобразователи электрич. сигналов). В первом случае З. т. предназначены для отображения в течение достаточно длит. времени однократно записанной информации, носителем к-рой являются сигналы, напр. осциллограммы к.-л. электрич. процесса, цифро-буквенных и графич. данных с ЭВМ и т. п. Во втором — З. т. служат для задержки, сравнения и изменения порядка или темпов следования сигналов, в частности для преобразования радиолокац. изображений в изображения телевизионной структуры (преобразователи вида развёрток), для накопления сигналов с целью выделения их на фоне случайных помех и т. д. В большинстве З. т. запоминание сигналов осуществляется накоплением электрич. зарядов, вносимых остросфокусированным пучком электронов, на ёмкостных элементах двумерной накопит. мишени М (обычно тонкий слой диэлектрика на проводящей подложке, часто сетчатой; рис. 1).

Нек-рые З. т. с видимым изображением способны отображать информацию, содержащую неск. уровней яркости (полутоновые). В других — яркость свечения экрана может иметь только два уровня (бистабильные).

Полутоновые З. у. На подложку мишени М (рис. 1) подаётся положит. импульс напряжения, и вся мишень облучается широким потоком электронов небольшой энергии, создаваемым электронным воспроизводящим прожектором (ВП). При этом потенциал поверхности диэлектрика понижается до потенциала катода

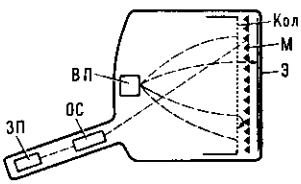


Рис. 1. Схематическое изображение запоминающей трубки: ЗП — записывающий прожектор; ВП — воспроизводящий прожектор; ОС — отклоняющая система; Коллектор, М — мишень; Э — люминесцентный экран.

ВП, а после окончания импульса на подложке оказывается отрицательным относительно подложки на величину, при к-рой электроны ВП не могут проникать через ячейки мишени на расположенный за ней положительный люминесцентный экран (потенциал запирания $U_з$).

При записи остросфокусированный пучок быстрых электронов, создаваемый записывающим прожектором с помощью отклоняющей системы, последовательно направляется в нужные точки мишени, создавая на отрицат. фоне положит. потенциальный рельеф, т. к. на облучаемых участках диэлектрик покидает больше вторичных электронов (отбираемых коллекторной сеткой), чем вносится первичных электронов пучком (см. *Вторичная электронная эмиссия*). Глубина потенциального рельефа ΔU зависит от тока пучка, но нигде не достигает потенциала катода ВП. Заряд, накопленный на элементарных ёмкостях между подложкой и поверхностью диэлектрика, и создаваемый ими потенциальный рельеф сохраняются долго.

При воспроизведении широкий воспроизводящий поток не попадает непосредственно на диэлектрик и не стирает записанный рельеф, т. к. на всех участках мишени потенциал диэлектрика ниже потенциала катода ВП, но может проходить на экран, вызывая его свечение, через те ячейки мишени, у к-рых в результате записи потенциал диэлектрика выше $U_з$ (рис. 2). В процессе воспроизведения потенциальный рельеф постепенно (за 1—5 мин) разрушается вследствие осаждения на мишень положит. зарядов от ионизации остаточных газов.

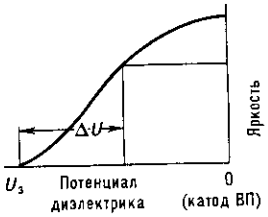


Рис. 2. Зависимость яркости свечения экрана Э от потенциала диэлектрика.

Стирание осуществляется ВП при подаче на подложку мишени положит. импульса как при подготовке. Периодич. подачей коротких импульсов стирание может производиться постепенно с регулируемой скоростью в процессе обновления информации.

Бистабильные З. т. Потенциал диэлектрика мишени может иметь два значения — потенциал катода ВП на участках с отсутствием записи и устойчивый положит. потенциал, несколько более высокий, чем потенциал коллекторной сетки на участках, в к-рых произведена запись. Устойчивость этого потенциала обусловлена тем, что выбиваемые электронами воспроизводящего потока вторичные электроны при коэф. вторичной эмиссии $\sigma>1$ отбираются коллектором лишь в том колве, к-рое равно числу приходящих первичных. Остальные, относительно медленные вторичные электроны

возвращаются на мишень тормозящим полем между диэлектриком и коллектором. Воспроизводящий поток проходит через мишень на экран при обоих потенциалах диэлектрика и создаёт яркое изображение записанной информации на слабо светящемся фоне.

Существуют бистабильные З. т. без сеток, в к-рых запоминающие свойства мишени приданы самому экрану (с особой структурой). Они имеют небольшую яркость (~20 кд/м²), но обладают высокой разрешающей способностью, необходимой для отображения большого объёма знаковой и графич. информации. В бистабильных З. т. однократно записанная информация может воспроизводиться неограниченно долго (табл. 1).

Т а б л. 1. — **Запоминающая трубка с видимым изображением**

Страна, фирма, марка	Тип отклонения	Рабочие размеры экрана, мм	Разрешающая способность, пар линий/см	Яркость, кд/м²	Скорость записи, км/с	Время воспроизведения, с
Полутоновые						
США, Westinghouse, WX 31684	Электромагнитный	Ø100	20	1700	0,76	10
СССР, 12ЛН1	»	Ø90	20	2500	—	20
31ЛН1	»	Ø250	10	300	1,7	20
США, Westinghouse, WX 31724	Электростатический	Ø100	27	3400	1,27	30
СССР, 13ЛН10	»	Ø115	16	1	4000	60
Бистабильные бессеточные						
США, Tektronix, 611	Электромагнитный	160×210	—	17	0,25	Не ограничено
GMA102A	»	277×367	31	17	0,15	»
СССР, 31ЛН4	»	160×210	33	20	0,2	»
51ЛН1н	»	280×380	33	20	0,15	»

Запоминающие преобразователи электрических сигналов. Наиб. распространены однолучевые З. т. с кремниевой мишенью (л и т о к о н ы) и двухлучевые преобразователи с *возбуждённой проводимостью* (г р а ф е к о н ы). В литоконах запись, считывание и стирание информации производятся последовательно одним и тем же электронным пучком с изменением энергии электронов. Накопит. мишень образована диэлектрич. мозаикой Si_2O на сплошной подложке Si. Открытые участки Si служат коллектором вторичных электронов при записи потенциального рельефа быстрыми электронами и выходным электродом, с к-рого снимается электрич. сигнал при чтении, когда записанный на островках Si_2O отрицат. потенциальный рельеф управляет долей пучка медленных электронов, достигающих кремниевых перемычек между ними. Считывание не стирает записанной информации, т. к. во время этого процесса диэлектрич. мозаика отрицательна по отношению к катоду электронного прожектора и электроны пучка не попадают на диэлектрик. Однократно записанная информация может считываться в виде электрич. сигнала десятки минут в произвольном порядке и с произвольной скоростью.

В графеконе мишень состоит из тонкой плёнки металла на основе в виде мелкоструктурной металлич. сетки и тонкого слоя диэлектрика, нанесённого с одной стороны этой плёнки. Записывающий прожектор и его отклоняющая система расположены со свободной от диэлектрика стороны мишени, считывающий со своей отклоняющей системой — с другой. Перед записью в результате предшествующего считывания открытая поверхность диэлектрика приобретает потенциал, отличный от потенциала металлич. подложки. Запись ведётся пучком электронов с энергией (10—16 кэВ), достаточной для проникновения через металлич. плёнку и всю толщину диэлектрика. На облучаемых участках благодаря образованию в диэлектрике электронно-дырочных пар возбуждается проводимость и потенциал поверхности диэлектрика приближается к потенциалу подложки. Образуемый потенциальный рельеф модулирует отбор вторичных электронов при бомбардировке диэлектрика считывающим пучком электронов, энергия к-рых недостаточна для возбуждения проводимости. Эта модуляция является выходным сигналом. В процессе считывания потенциал диэлектрика постепенно возвращается за счёт вторичной эмиссии к исходному значению, поэтому отд. операция стирания в графеконе

Т а б л. 2 — **Запоминающие преобразователи электрических сигналов**

Страна, фирма, марка	Максимальный диаметр, мм	Разрешающая способность, телевизионные линии/диаметр	Время записи по диаметру, мкс	Время считывания, мин
Франция, Thomson—CSF, TME 1238	36	800	50	15
TME 1239A . . .	50	1900	50	20
СССР, ЛН21 . . .	34	800	90	6
ЛН26	34	1200	90	10
ЛН25	50	2000	100	7

отсутствует. Два пучка позволяют вести запись и считывание сигналов одновременно при различных законах и скоростях отклонения обоих пучков (табл. 2).

Лит. см. при ст. *Электронно-лучевые приборы. В. Л. Герус.*

ЗАПОМИНА́ЮЩИЕ ГОЛОГРАФИ́ЧЕСКИЕ УСТРО́ЙСТВА используют голографич. способ записи, хранения и восстановления информации, представленной в двоичном коде, алфавитно-цифровом виде или в виде изображений. Информация может быть записана как плоская или объёмная, амплитудная, фазовая или поляризационная *голограммы* (см. также *Голография*). При этом достигается большая плотность хранения (~10^5 бит/мм²), высокая помехоустойчивость и надёжность. Благодаря этим особенностям З. г. у. перспективны для создания памяти ЭВМ.

Оперативные З. г. у. (быстрая запись, считывание, стирание и перезапись информации, произвольный доступ к данным). Данные разбиваются на страницы объёмом ~10^3—10^4 бит, каждая из к-рых записывается в виде отд. голограммы. Весь массив данных записывается и хранится в виде матрицы голограмм на светочувствит. материале, наз. носителем информации. Любая страница может быть считана лазерным лучом «адресацией» его к соответствующей голограмме. Осн. элементы З. г. у. (рис. 1): лазер, дефлектор $Д_1$, устройство набора страниц (УНС), носитель информации Н, фотоматрица ФМ и оптич. элементы (линзы, зеркала и др.). Используются *газоразрядные лазеры* (гелий-неоновый, аргоновый) в режиме одномодовой генерации. Дефлектор служит для быстрого и точного отклонения лазерного луча в двух взаимно перпендикулярных плоскостях, чтобы адресовать его к произвольной голограмме в матрице. Он должен иметь большую разрешающую способность (~10^4—10^5 адресуемых направлений) и малое время произвольного переключения $\tau_п$~1 мкс. Этим требованиям отвечают акусто- и электрооптич. дефлекторы. УНС формирует транспарант входной страницы и вводит её в световой поток. Он представляет собой пространств. матричный модулятор света (пьезокерамика, жидкие кристаллы и др.) с электронной схемой управления; УНС на керамике (*PLZT*) имеет число ячеек 128×128; контраст 50 : 1; время последовательного набора страницы 2 мс.

Носитель информации регистрирует и хранит голограммы входных страниц. Обычно это тонкий слой регистрирующей среды, нанесённый на толстую подложку из прозрачного материала (напр., стекла) и допускающий стирание и перезапись голограмм. К ним относятся магнитооптич. плёнки (поляризац. голограммы); фототермопластич. материалы (рельефные фазовые голограммы); электрооптич. кристаллы (объёмные фазовые голограммы). Фотоматрица преобразует оптич. изображение страницы, восстановленное голограммой, в электрич. сигналы и передаёт их в центральный *процессор* ЭВМ.

Запись информации в двухкоординатном З. г. у. с плоскими голограммами. Лазерный пучок (рис. 1) поступает на вход дефлектора $Д_1$, к-рый отклоняет его в заданном направлении (угол θ). Затем он расщепляется на две части с помощью полупрозрачного зеркала $З_1$. Часть пучка с помощью линз $Л_1$ и $Л_2$, зеркала $З_2$, объектива O_1' и голографич. дифракционной решётки ДР направляется на носитель информации Н в качестве опорного пучка. Др. часть пучка с помощью объектива O_1 вводится в одну из ячеек линзового растра Р (матрица миниатюрных линз с параллельными оптич. осями, наз. сублинзами, размещённых на равных расстояниях друг от друга). Сублинзы увеличивают угловую расходимость объектного пучка, позволяя охватить всю апертуру объектива O_3, формирующего фурье-образ входной страницы, набранного на УНС. Световой конус, образованный сублинзой, направляется в сторону УНС с помощью объектива O_2. При этом УНС вносит в этот проходящий световой поток страницу двоичной информации путём пространств. модуляции по амплитуде. Оптич. схема обеспечивает совпадение опорного и информационного световых пучков по всей площади носителя Н. После экспонирования регистрирующей среды и фиксации голограммы процесс записи заканчивается. Массив страниц записывается и хранится на носителе в виде матрицы пространственно разделённых и регулярно расположенных фурье-голограмм (рис. 2). В них реализуется макс. плотность записи информации $n_{макс} \approx 10^5$ бит/мм^2 при избыточности, обеспечивающей надёжную помехозащищённость против локальных дефектов носителя (неоднородность, пыль, царапина и т. п.). Для получения голограмм с высокой дифракц. эффективностью УНС снабжается маской, осуществляющей фазовую модуляцию, что приводит к уменьшению динамич. диапазона амплитуды фурье-образа входной страницы более чем на порядок. Оптимальной является 4-уровневая маска, осуществляющая случайный сдвиг фазы проходящего через УНС света на одно из значений: 0, π/2, π или 3π/2. Размер фурье-голограммы одной страницы объёмом 128×128 бит ~ 1 мм, а дифракц. эффективность 20—24%.

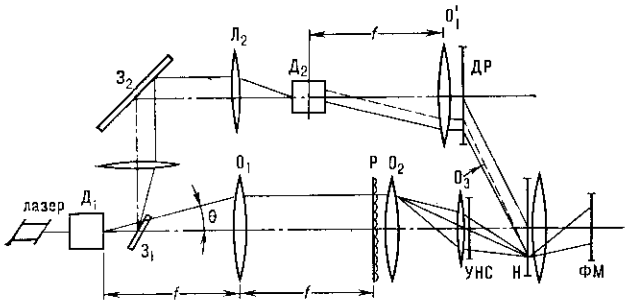


Рис. 1. Оптическая система запоминающего голографического устройства с трёхкоординатной выборкой.

При считывании информации опорный пучок адресуется дефлектором на нужную голограмму, а объектный пучок блокируется. Мнимое изображение страницы (рис. 3), восстановленное голограммой, проецируется линзой на фотоматрицу, к-рая детектирует оптич. изображение страницы и запоминает её. Выборка и передача данных из фотоматрицы может осуществляться как послойно, так и постранично с помощью электронных декодирующих устройств.

В оперативных З. г. у. объём входной страницы ~ 10^4 бит, а число голограмм ~10^4—10^5 (по кол-ву позиций, адресуемых дефлектором), поэтому общая ёмкость может достигать 10^8—10^9 бит на 1 модуль памяти. Любая страница может быть считана и передана в центральный процессор ЭВМ за время 1—2 мкс.

Трёхкоординатные З. г. у. Наиб. перспективна организация З. г. у. с трёхкоординатной записью и выборкой на объёмных голограммах. Для различения наложенных объёмных голограмм используется их угловая селективность ($\Delta\gamma_R$), основанная на изменении несущей пространств. частоты, поэтому в качестве 3-й координаты выбирается угол падения опорного пучка γ_R. Трёхкоординатные З. г. у. отличаются от двухкоординатного наличием дополнит. дефлектора $Д_2$ (рис. 3), дифракц. решётки ДР и линзы $Л_2$, к-рые служат для изменения угла γ_R (в З. г. у. с плоскими голограммами они заменяются обычным зеркалом, направляющим опорный пучок под постоянным углом γ_R^0). Если осветить наложенные голограммы к.-л. опорным считывающим пучком, то он восстановит лишь ту единственную голограмму, в записи которой участвовал.

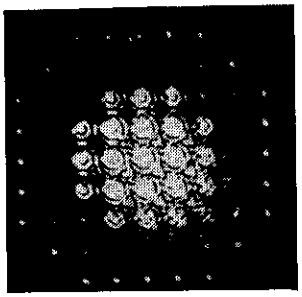


Рис. 2. Фурье-голограмма двоичной входной страницы.

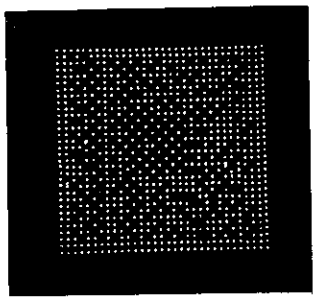


Рис. 3. Изображение двоичной входной страницы.

Для записи объёмных голограмм наиб. перспективны электрооптич. кристаллы ($LiNbO_3$ $Ba_{0,75}Sr_{0,25}Nb_2O_6$ и др.). Они обладают высокой угловой селективностью и для записи 1000 наложенных голограмм без взаимных помех требуют изменения γ_R лишь на 17°—20°. Однако ограничения, обусловленные макс. изменением показателя преломления Δn и достаточной эффективностью голограмм, позволяют записать ~ 100 голограмм. Электрооптич. кристаллы допускают также селективное стирание наложенных голограмм. Ёмкость З. г. у. с трёхкоординатной «адресацией» на объёмных голограммах ~10^{10}—10^{11} бит (при произвольном доступе к голограммам).

Массовые З. г. у. Голографич. память сверхбольшой ёмкости можно получить, если отказаться от произвольного доступа к голограммам и нанести регистрирующую среду на движущийся носитель типа диска или ленты. При этом достигается плотность записи информации ~10^5—10^6 бит/мм^2 (близкая к теоретич. пределу), что более чем на 2 порядка превышает плотности записи, реализуемые на маги. дисках и лентах. Ёмкость З. г. у. ~ 10^{12} бит. Они перспективны для создания архивной памяти.

Лит.: Акаев А. А., Майоров С. А., Когерентные оптические вычислительные машины, Л., 1977; Турухано Б. Г., Автоматизированные системы голографической памяти большой емкости, Л., 1982.

А. А. Акаев.

ЗАПОМИНАЮЩИЕ УСТРОЙСТВА, см. *Памяти устройства.*

ЗАПО́РНЫЙ СЛОЙ (обеднённый слой) — слой *полупроводника* с пониженной концентрацией осн. носителей заряда. Образуется около контакта с металлом, гетероперехода, моноперехода (*p—n-перехода*), свободной поверхности. Из-за ухода осн. носителей в З. с. возникает заряд, противоположный им по знаку. Он скомпенсирован зарядом в металле, др. полупроводнике, в области с др. типом проводимости, на свободной поверхности (см. *Контактные явления в полупроводниках*). Приложение прямого смещения обогащает З. с. носителями, уменьшает в нём поле и сужает слой; обратное смещение ещё сильнее обедняет З. с. носителями, увеличивает поле и расширяет его. З. с. с полностью ионизированными примесными атомами наз. слоем Шоттки. З. с.— основной рабочий элемент *полупроводникового диода*, *транзистора*, *варикапа* и др. *полупроводниковых приборов*.

ЗАПРЕЩЁННАЯ ЗО́НА — область значений энергии в спектре *идеального кристалла*, к-рую не могут иметь электроны, *фононы*, а также нек-рые другие *квазичастицы*. Вместо З. з. часто говорят о щели в энергетич. спектре (см., напр., *Сверхпроводники*). З. з. отделяют одну разрешённую зону от другой (см. *Зонная теория*). Наибольшее значение имеет З. з. в электронном спектре кристалла, расположенная между зоной проводимости и валентной зоной, т. к. её величина $\mathcal{E}_g$ определяет электрич. и оптич. свойства кристалла (именно её обычно указывают в справочниках). В зависимости от природы материала $\mathcal{E}_g$ меняется в широких пределах — от 7 эВ у кварца до 0 у т. н. *бесщелевых полупроводников* и отрицат. величины у *полуметаллов* (перекрытие валентной зоны и зоны проводимости). Вещества с $\mathcal{E}_g > 3$ эВ относят к *диэлектрикам*, вещества с $\mathcal{E}_g < 3$ эВ — к *полупроводникам*.

Ширина З. з. определяет концентрацию собств. носителей заряда и, следовательно, собств. проводимость проводника, а также наименьшую частоту света, при к-рой начинается собств. поглощение в полупроводниках (край собств. поглощения). Поэтому температурная зависимость электропроводности полупроводника и его спектр поглощения дают информацию о ширине З. з. Значения $\mathcal{E}_g$, полученные этими методами (термическая и оптическая ширины З. з.), иногда не совпадают. В *ионных кристаллах* изменение электронных состояний вызывает значит. смещения ионов решётки, перестройка решётки сопровождается возвратом части энергии, затраченной на электронный переход. Этот процесс возврата требует времени, значительно превосходящего длительность акта поглощения. Поэтому на переход электрона из валентной зоны в зону проводимости под действием света будет затрачена энергия, соответствующая неизменной конфигурации решётки, а затем избыток энергии «возвратится» в виде тепловых колебаний решётки. В случае термич. ионизации атома решётки эти процессы могут происходить одновременно или в обратном порядке, т. е. тепловое движение сначала создаёт благоприятную конфигурацию атомов, а затем совершается электронный переход. В результате оптич. ширина З. з. может быть больше термической.

При нарушении идеальной периодичности кристалла из-за наличия примесей и дефектов в З. з. появляются разрешённые энергетич. состояния в виде локальных уровней.

В теории *неупорядоченных систем* используется обобщённое определение З. з. как области энергии, в к-рой плотность состояний либо равна 0, либо отлична от 0 лишь в отд. точках, где она имеет особенности типа *дельта-функции* (этим точкам отвечают дискретные уровни, т. е. локализованные электронные состояния). Определяемую таким образом З. з. называют также щелью подвижности (см. также *Аморфные и стеклообразные полупроводники*).

Лит.: Стильбанс Л., Физика полупроводников, М., 1967; Киттель Ч., Введение в физику твердого тела, пер. с англ., М., 1978; Электронная теория неупорядоченных полупроводников, М., 1981.

Э. М. Эпштейн.

ЗАПРЕЩЁННЫЕ ЛИ́НИИ в спектроскопии — спектральные линии, соответствующие квантовым переходам, запрещённым *отбора правилами*. Обычно запрещёнными наз. линии, для к-рых не выполняются правила отбора для дипольного излучения, напр. линии, соответствующие переходам, разрешённым для квадрупольного или магн. излучения. Такие З. л. связаны с переходами между уровнями энергии одинаковой чётности, запрещёнными для дипольного излучения. Вероятности запрещённых переходов (по сравнению с вероятностями разрешённых дипольных переходов) малы, но не равны нулю, и в благоприятных условиях интенсивность З. л. может быть значительной.

Интенсивные З. л. наблюдаются в спектрах туманностей и солнечной короны, а также в спектрах полярных сияний. Эти линии долгое время не удавалось отнести ни к каким атомным спектрам, и их приписывали гипотетич. элементам: линии в спектрах планетарных (газовых) туманностей—«небулию», а линии в спектре солнечной короны — «коронию». В 1920—30-х гг. было показано, что все ранее неотождествлённые интенсивные линии туманностей и солнечной короны являются З. л. Эти З. л. наблюдаются благодаря разреженности газа в космич. условиях, т. к. за время жизни возбуждённого состояния (значительное вследствие малой вероятности запрещённых переходов) возбуждённые атомы не успевают столкнуться с др. частицами и передать им энергию и, переходя на более низкие уровни, испускают фотоны. Интенсивные З. л. в спектрах туманностей принадлежат ионизованным атомам кислорода (O^{2+} и O^{+}) и азота (N^{+}), а З. л. в спектрах солнечной короны — очень сильно ионизованным атомам железа (Fe^{13+}, Fe^{12+}, Fe^{10+} и Fe^{9+}) и никеля (Ni^{14+}, Ni^{12+} и Ni^{11+}). Все эти линии соответствуют переходам между уровнями одинаковой чётности, принадлежащим внеш. электронным оболочкам типа $2p^2$, $2p^3$ (для ионов кислорода и азота) и типа $3p$, $3p^2$, $3p^4$ и $3p^5$ (для ионов железа и никеля). В частности, самая интенсивная зелёная линия «корония» соответствует квантовому переходу $3p^2P_{3/2}—3p^2P_{1/2}$ в 13-кратно ионизованном атоме железа (Fe^{13+}).

Исследование интенсивностей запрещённой линии лежит в основе определения темп-р планетарных туманностей.

Лит.: Ельяшевич М. А., Атомная и молекулярная спектроскопия, М., 1962; Вайнштейн Л. А., Собельман И. И., Юков Е. А., Возбуждение атомов и уширение спектральных линий, М., 1979.

М. А. Ельяшевич.

ЗАРЯ́Д — физ. величина, являющаяся источником поля, посредством к-рого осуществляется взаимодействие частиц, обладающих этой характеристикой (электрич. З., слабый З., *цветовой заряд*). З. наз. также нек-рые аддитивные физ. величины, сохраняющиеся (точно или приближённо) в процессах превращения частиц, обусловленных определёнными типами взаимодействия (напр., *барионное число*, *лептонное число*, *гиперзаряд*, *странность*). При операции *зарядового сопряжения* все З. меняют свой знак (т. е. частица и *античастица* обладают равными по величине, но противоположными по знаку З.). Законам сохранения З. отвечает инвариантность теории относительно глобальных калибровочных преобразований (т. е. преобразований в пространстве *внутренних симметрий*). Для того чтобы сохраняющаяся величина выступала в качестве источника поля, теория должна быть инвариантной относительно локальных калибровочных преобразований (см. *Калибровочная инвариантность*). Создаваемые в этом случае поля являются *векторными полями*, а отвечающие им частицы — кванты полей — обладают спином 1 и должны быть безмассовыми. Взаимодействие между З., осуществляемое посредством таких полей, должно быть, вообще говоря, дальнодействующим (если нет *спонтанного нарушения симметрии*, благодаря

к-рому кванты полей могут приобретать массу). В электродинамике электрич. З. играет именно эту двоякую роль, являясь, с одной стороны, сохраняющейся величиной (см. *Заряда сохранения закон*), а с другой — источником электромагн. поля и его безмассовых квантов (фотонов).

Барионному числу, странности и т. п. не соответствует к.-л. дальнодействующее поле. Эти З. могут быть связаны только с глобальной калибровочной симметрией. Если в природе реализуется только строгая локальная калибровочная симметрия, то глобальная симметрия может быть приближённой и эти З. не должны быть строго сохраняющимися.

В калибровочной теории поля (см. *Калибровочные поля*) З. являются *генераторами группы* внутр. симметрий в пространстве состояний. Однако не все они могут характеризовать состояние физ. системы, а только коммутирующая друг с другом часть.

В электродинамике имеется только один тип З.— электрический. Поэтому в *квантовой электродинамике* имеется только одно калибровочное поле — электромагнитное, отвечающее теории инвариантности относительно локальных калибровочных преобразований с абелевой группой симметрии $U(1)$. В случае группы симметрии $SU(n)$ существует n^2-1 разл. типов калибровочных полей и зарядов, из к-рых $n-1$ коммутируют друг с другом, т. е. могут характеризовать состояние физ. системы. При этом кванты полей обладают З. и обязательно взаимодействуют между собой. Закон взаимодействия соответствующих полей однозначно задаётся условием калибровочной инвариантности. Если локальные калибровочные преобразования отвечают простой или полупростой группе Ли, например группе $SU(n)$, то взаимодействие всех З. характеризуется одной и той же *константой взаимодействия*.

Примерами теорий с неск. З. являются калибровочная теория *электрослабого взаимодействия* (ЭСВ), основанная на калибровочной группе $SU(2)\times U(1)$, и калибровочная теория сильного взаимодействия — *квантовая хромодинамика* (КХД), основанная на калибровочной группе цветовой симметрии $SU(3)_c$. В теории ЭСВ имеются две константы, связь между к-рыми характеризуется параметром теории $\sin^2\theta_W$ (где θ_W — *Вайнберга угол*). В КХД есть всего одна константа взаимодействия всех восьми цветовых З. (и квантов соответствующих цветовых полей — *глюонов*) α_s. Величины констант из-за радиац. поправок, обусловленных *поляризаций вакуума*, слабо (логарифмически) зависят от квадрата передаваемого 4-импульса $|q^2|$, если $|q^2|$ достаточно велико, т. е. расстояние между частицами достаточно мало. Эта зависимость определяется на основе *ренормализационной группы*. Константа КХД уменьшается с ростом $|q^2|$ (т. е. с уменьшением расстояния между цветовыми З.), что отвечает *асимптотической свободе* сильного взаимодействия, и растёт с уменьшением $|q^2|$ (с увеличением расстояния). Ввиду гипотетич. явления *удержания цвета* объекты с цветовым З. в свободном состоянии не существуют. Экстраполяция тенденции изменения величин констант КХД и ЭСВ в область асимптотически больших переданных 4-импульсов ($|q^2|^{1/2}\sim 10^{15}$ ГэВ/c) приводит к одинаковой величине всех трёх констант. Это обстоятельство позволяет рассматривать сходство в описании взаимодействий ЭСВ и КХД как проявление единой фундаментальной калибровочной природы всех взаимодействий. Представление о такой единой природе реализуется в моделях *великого объединения*, рассматривающих заряды ЭСВ и КХД в рамках единой группы калибровочных преобразований.

Топологич. структура спонтанного нарушения калибровочной симметрии великого объединения приводит к появлению в теории *топологических зарядов*. Во всех имеющихся моделях великого объединения предсказывается существование топологически устойчивых решений, описывающих частицы с магн. З. и массой $\sim 10^{16}$ ГэЗ/c^2 — *магнитных монополей*. Существование магн. монополей связано с квантованием электрич. З. в таких моделях.

В рамках локальных суперсимметричных моделей объединения взаимодействий появляется возможность единого описания всех четырёх фундам. взаимодействий, включая и гравитационное. При этом в теории наряду с 4-векторными токами возникают спинорные токи (и спинорные заряды). *М. Ю. Хлопов.*

ЗАРЯДА СОХРАНЕНИЯ ЗАКОН (закон сохранения электрического заряда) — закон, согласно к-рому алгебраич. сумма электрич. зарядов всех частиц изолированной системы не меняется при происходящих в ней процессах. Электрич. заряд любой частицы или системы частиц является целым кратным *элементарному электрическому заряду* e (равному по величине заряду электрона) или нулевым. (Исключение составляют дробно заряженные *кварки* и т. н. X-, Y-бозоны, к-рые, по-видимому, не могут существовать в свободном состоянии.) З. с. з. означает абс. стабильность легчайшей заряж. частицы — электрона. Из *Максвелла уравнений* следует локальная формулировка З. с. з.: $\partial\rho/\partial t+\mathrm{div}\, j=0$, где ρ — плотность заряда, j — плотность тока (непрерывности уравнение). Отсюда следует, что изменение электрич. заряда в любой замкнутой области пространства должно компенсироваться электрич. током через поверхность этой области. *Квантовая электродинамика* связывает З. с. з. с инвариантностью этой теории относительно локальных *калибровочных преобразований*. При этом из строгого З. с. з. следует нулевая масса покоя фотона.

Эксперим. проверка З. с. з. основывается на проверке стабильности электрона и нулевой массы покоя фотона. Анализ возможных явлений атм. электричества, к-рые могли бы возникнуть в результате распадов электронов в атмосфере, даёт для нижней границы времени жизни электрона $> 10^{21}$ лет. Существование крупномасштабного магн. поля в дисковой составляющей Галактики приводит к самому сильному ограничению сверху на допустимую величину массы фотона $\leqslant 10^{-27}$ эВ. Это ограничение делает весьма проблематичным построение физ. теории, допускающей нарушение закона сохранения электрич. заряда. Подтверждением З. с. з. служит также строгое равенство (по абс. величине) электрич. зарядов электрона и протона. Изучение движения атомов (молекул) и микроскопич. тел в электрич. полях подтверждает электронейтральность вещества и, соответственно, равенство зарядов электрона и протона (и электронейтральность нейтрона) с точностью 10^{-21}.

Лит.: Бернстейн Дж., Элементарные частицы и их токи, пер. с англ., М., 1970; Dylla H. F., King J. G., Neutrality of molecules by a new method, «Phys. Rev.», 1973, v. A 7, p. 1224; Окунь Л. Б., Лептоны и кварки, М., 1981. *М. Ю. Хлопов.*

ЗАРЯДОВАЯ ЧЁТНОСТЬ (C-чётность) (C) — одна из внутр. характеристик (квантовых чисел) *истинно нейтральной частицы* (или истинно нейтральной системы частиц), определяющая поведение её вектора состояния при *зарядовом сопряжении*. Является мультипликативным квантовым числом и может принимать значения $C=\pm 1$. В любых процессах, обусловленных эл.-магнитным или сильным взаимодействием, З. ч. сохраняется.

З. ч. фотона отрицательна: $C=-1$ (это видно из того, что при зарядовом сопряжении электрич. заряды, а следовательно, и эл.-магн. поля, квантами к-рых являются фотоны, меняют знак). Т. к. π^0-мезон распадается на два γ-кванта, его З. ч. $C=+1$. При распаде ρ^0-мезона образуются π^+- и π^--мезоны в состоянии с орбит. моментом $l=1$. Это означает, что C-чётность ρ^0-мезона равна -1. Виртуальный фотон может превращаться в J/ψ-частицу. Следовательно, C-чётность J/ψ-частицы должна быть такой же, как у фотона, т. е. равной -1. Аналогично установлено,

что З. ч. η^0-, ω-, φ-мезонов равны соответственно $+1$, -1, -1. (При этом предполагается, что взаимодействия, обусловливающие распады соответствующих частиц, инвариантны относительно зарядового сопряжения.)

Частицы, образующиеся при распаде истинно нейтральной частицы, должны находиться в состоянии с той же C-чётностью, что и C-чётность нач. частицы. Поэтому, напр., распады $\pi^0 \to 3\gamma$ и $\eta^0 \to 3\gamma$ запрещены.

Классич. примером истинно нейтральной системы является позитроний — связанное состояние электрона и позитрона. З. ч. позитрония равна:

$$C = (-1)^{l+s}, \qquad (*)$$

где s — полный спин. (По ф-ле (*) определяется также З. ч. истинно нейтральных мезонов, построенных из *кварка* и соответствующего антикварка.) Т. о., З. ч. парапозитрония ($l=0$, $s=0$) и ортопозитрония ($l=0$, $s=1$) равны соответственно $+1$ и -1. Из C-инвариантности эл.-магн. взаимодействия следует, что парапозитроний может распадаться на чётное число γ-квантов (в осн. на 2γ, т. к. константа эл.-магн. взаимодействия мала: $\alpha \approx {}^1/_{137}$), а ортопозитроний — на нечётное (в осн. на 3γ). См. *Позитроний*.

Лит.: Ахиезер А. И., Берестецкий В. Б., Квантовая электродинамика, 4 изд., М., 1981.

С. М. Биленький.

ЗАРЯ́ДОВОЕ СОПРЯЖЕ́НИЕ (C-преобразование) — операция замены частиц соответствующими *античастицами*.

Оператор З. с. $\hat{C}$ определяется след. образом. Если обозначить *вектор состояния* системы частиц а через $|\,a\rangle$, а вектор состояния системы соответствующих античастиц с теми же импульсами и проекциями спинов через $|\tilde{a}\rangle$, то

$$\hat{C}\,|\,a\rangle = C\,(a)\,|\,\tilde{a}\rangle, \qquad (1)$$

где $C\,(a)$ — фазовый множитель, $|\,C\,(a)\,| = 1$. Т. к. *истинно нейтральная частица* (система частиц) тождественна своей античастице, то в этом случае $|\,\tilde{a}\rangle = |\,a\rangle$ и

$$\hat{C}\,|\,a\rangle = C\,(a)\,|\,a\rangle. \qquad (2)$$

Множитель $C\,(a)$ в (2) может принимать значения ± 1 и наз. *зарядовой чётностью* частицы (системы частиц) или *C-чётностью*.

Если гамильтониан взаимодействия коммутирует с оператором $\hat{C}$, то взаимодействие инвариантно относительно З. с. При этом матричные элементы C-сопряжённых процессов

$$a + b \to c + d \quad \text{и} \quad \tilde{a} + \tilde{b} \to \tilde{c} + \tilde{d}$$

($\tilde{a}$, $\tilde{b}$, $\tilde{c}$, $\tilde{d}$ — античастицы, у к-рых импульсы и проекции спинов такие же, как у частиц a, b, c, d) связаны соотношением:

$$\langle c,\ d\,|\,S\,|\,a,\ b\rangle = C\,\langle \tilde{c},\ \tilde{d}\,|\,S\,|\,\tilde{a},\ \tilde{b}\rangle \qquad (3)$$

(где S — *матрица рассеяния*, C — фазовый множитель), из к-рого могут быть получены соотношения между измеряемыми на опыте величинами. Напр., из (3) следует, что для процесса $\tilde{p} + p \to \tilde{\Lambda} + \Lambda$ перпендикулярные к плоскости реакции компоненты векторов поляризации Λ- и $\tilde{\Lambda}$-гиперонов должны быть одинаковыми.

Если нач. система обладает определ. C-чётностью, то из инвариантности относительно З. с. вытекает, что конечная система должна обладать той же C-чётностью. Из эксперим. данных по проверке принципов инвариантности следует, что сильное и эл.-магн. взаимодействия инвариантны относительно З. с. Поэтому, напр., π^0-мезон распадается (за счёт эл.-магн. взаимодействия) на два γ-кванта, а распад $\pi^0 \to 3\gamma$ запрещён. На опыте последний распад действительно не наблюдается (верх. граница отношения вероятностей распадов $\pi^0 \to 3\gamma$ к $\pi^0 \to 2\gamma$ $R < 1{,}5 \cdot 10^{-6}$). Из C-инвариантности вытекает также, что спектры π^+- и π^--мезонов в распаде $\eta \to \pi^+ + \pi^- + \pi^0$ (вызываемом сильным взаимодействием) должны быть одинаковыми. Данные опыта показывают, что зарядовая асимметрия

$$A = (N^+ - N^-)/(N^+ + N^-) = 0{,}28\,(26) \cdot 10^{-2}$$

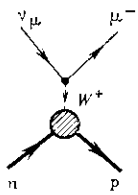
(где $N^\pm$ — число событий с энергией $\pi^\pm$-мезонов большей, чем энергия $\pi^\mp$ в системе покоя η-мезона). Это значение согласуется с $A = 0$.

Слабое взаимодействие нарушает инвариантность относительно З. с. Это следует уже из первого опыта Ц. С. Ву (C. S. Wu) с сотрудниками, доказавшего несохранение пространств. чётности в слабом взаимодействии (см. *Чётность*). В этом эксперименте была обнаружена асимметрия в угловом распределении электронов, образующихся при β-распаде поляризованного ^{60}Co. Такая асимметрия может возникать, если в угловое распределение входит член $\langle \boldsymbol{s} \rangle \boldsymbol{p}$, где $\langle \boldsymbol{s} \rangle$ — вектор поляризации ядер ^{60}Co, $\boldsymbol{p}$ — импульс электронов; оно инвариантно относительно *обращения времени* T (при изменении знака времени $\langle \boldsymbol{s} \rangle$ и $\boldsymbol{p}$ меняют знак), но меняет знак при пространств. инверсии P ($\boldsymbol{p}$ преобразуется как вектор, а $\langle \boldsymbol{s} \rangle$ как псевдовектор), поэтому в силу *теоремы CPT* C-инвариантность также оказывается нарушенной.

Лит.: Мэтьюс П., Релятивистская квантовая теория взаимодействий элементарных частиц, пер. с англ., М., 1959; Новожилов Ю. В., Введение в теорию элементарных частиц, М., 1972; Бъёркен Д. Д., Дрелл С. Д., Релятивистская квантовая теория, пер. с англ., т. 2, М., 1978; Окунь Л. Б., Лептоны и кварки, М., 1981.

С. М. Биленький.

ЗАРЯ́ЖЕННЫЙ ТОК (заряженный слабый ток) — один из фундаментальных операторов теории *слабого взаимодействия*, обусловливающий переходы, при к-рых электрич. заряд конечных и нач. частиц (лептонов, адронов) меняется на единицу (в единицах элементарного электрич. заряда e). З. т. $j_\mu(x)$ (x — пространственно-временна́я точка, $\mu = 0, 1, 2, 3$) представляет собой сумму лептонного $j^l_\mu(x)$ и адронного (кваркового) $j^q_\mu(x)$ *токов*: $j_\mu(x) = j^l_\mu(x) + j^q_\mu(x)$, каждый из к-рых является суммой векторного и аксиального токов.



Примером процесса, обусловленного как лептонным, так и адронным З. т., является квазиупругое рассеяние нейтрино на нейтроне: $\nu_\mu + n \to \mu^- + p$ (рис.). Как видно из рисунка, заряд меняется на -1 в лептонной ($\nu_\mu\,\mu^-$) и на $+1$ в адронной (pn) вершинах диаграммы Фейнмана.

В плотность лагранжиана слабого взаимодействия З. т. входит след. образом:

$L = \frac{ig}{2\sqrt{2}}\, j^\mu(x)\, W_\mu(x) +$ эрмитово сопряжённое слагаемое. Здесь $W_\mu(x)$ — поле заряж. *промежуточных векторных бозонов* $W^\pm$, g — безразмерная константа взаимодействия (в единицах $\hbar = c = 1$). В области квадратов передач 4-импульса, много меньших m^2_W (m_W — масса W-бозона), плотность эффективного гамильтониана слабого взаимодействия имеет вид:

$$H = \frac{G_F}{\sqrt{2}}\, j^\mu(x)\, j^+_\mu(x)$$

(j^+_μ — ток, эрмитово сопряжённый j_μ), $G_F = g^2/4\sqrt{2}m^2_W$ — фермиевская константа слабого взаимодействия.

В соответствии с данными опытов в лептонный ток входят только левые L компоненты полей лептонов (см. *Киральность*):

$$j^l_\mu(x) = 2 \sum_{l = e,\ \mu,\ \tau} \bar{\nu}_{lL}(x)\, \gamma_\mu\, l_L(x) =$$

$$= \sum_{l = e,\ \mu,\ \tau} \bar{\nu}_l(x)\, \gamma_\mu\,(1 + \gamma_5)\, l(x) \qquad (1)$$

$[l(x)$ и $\bar{\nu}_l(x)=\nu_l^+(x)\gamma_0$ — операторы полей заряж. лептонов (e, μ, τ) и соответствующих нейтрино (ν_e, ν_μ, ν_τ), γ_μ, γ_5 — *Дирака матрицы*]. Ток $j_\mu^l(x)$ построен так, что сохраняются по отдельности электронное, мюонное и таонное *лептонные числа*.

Адронный З. т. Кабиббо [Н. Кабиббо (N. Cabibbo), 1963] имеет вид:

$$j_\mu^C = j_\mu^q(\Delta S=0)\cos\theta_C + j_\mu^q(\Delta S=1)\sin\theta_C,$$

где θ_C — *Кабиббо угол*, первое слагаемое — З. т., не изменяющий странности S, второе слагаемое — ток, изменяющий S на единицу. Векторная часть тока j_μ^C ($\Delta S=0$) сохраняется (см. *Векторного тока сохранение*). Аксиальная часть тока j_μ ($\Delta S=1$) удовлетворяет условию частичного сохранения аксиального тока (см. *Аксиального тока частичное сохранение*); его матричные элементы отличны от нуля только в случае, если удовлетворяются правила отбора $\Delta Q=\Delta S$ и $\Delta I={}^1/_2$ (Q — электрич. заряд, I — изотопич. спин). Через операторы полей u-, d- и s-кварков ток Кабиббо записывается след. образом:

$$j_\mu^C = \bar{u}(x)\gamma_\mu(1+\gamma_5)[d(x)\cos\theta_C + s(x)\sin\theta_C].$$

Если бы полный адронный З. т. совпадал с током Кабиббо, то в калибровочных теориях *электрослабого взаимодействия* возник бы изменяющий странность *нейтральный ток*, к-рый на опыте не наблюдается (напр., относит. вероятность распада $K^+\to\pi^+\nu\bar{\nu}$ меньше $6\cdot10^{-7}$). Чтобы избежать этого, к току Кабиббо необходимо добавить З. т. Глэшоу — Илиопулоса — Майани (ГИМ) [Ш. Глэшоу (Sh. Glashow), Дж. Илиопулос (J. Iliopulos), Л. Майани (L. Maiani), 1970], в к-рый входит дополнительный, очарованный, кварк c:

$$j_\mu^{\text{Гим}} = \bar{c}(x)\gamma_\mu(1+\gamma_5)[-d(x)\sin\theta_C + s(x)\cos\theta_C], \quad (2)$$

где $c(x)$ — оператор поля c-кварка. Т. к. $\sin^2\theta_C\approx0{,}05$, то из (2) следует, что в распадах *очарованных частиц* должны доминировать каналы, в к-рых образуются *странные частицы*. Это предсказание теории хорошо подтверждается на опыте. Напр., вероятности распадов D^--мезона по каналам K^-+всё и $\bar{K}^0+$ всё составляют соответственно 16(4)% и 48(15)%, тогда как вероятность распада $D^+\to\pi^+\pi^+\pi^-$ равна 0,5(0,2)%. Сумма токов Кабиббо и ГИМ может быть записана в виде:

$$\tilde{j}_\mu^q = \sum_{\substack{q'=u,\,c\\ q=d,\,s}} \bar{q}'\gamma_\mu(1+\gamma_5)O_{q'q}q,$$

$$O = \begin{pmatrix} \cos\theta_C & \sin\theta_C \\ -\sin\theta_C & \cos\theta_C \end{pmatrix} —$$

ортогональная матрица. Т. о., в ток $\tilde{j}_\mu^q$ входит только один параметр — θ_C. Если учесть также тяжёлые b- и t-кварки, т. е. добавить в теорию ещё один кварковый дублет, то З. т. имеет в этом случае существенно более сложную структуру:

$$j_\mu^q = \sum_{\substack{q'=u,\,c,\,t\\ q=d,\,s,\,b}} \bar{q}'\gamma\mu(1+\gamma_5)U_{q'q}q. \quad (3)$$

Здесь U — унитарная 3×3 матрица, введённая в 1973 М. Кобаяси (M. Kobayashi) и К. Маскава (K. Maskawa). Она характеризуется тремя углами и одной фазой. Если фаза отлична от нуля, то это означает, что слабое взаимодействие не инвариантно относительно CP-преобразования. Все известные слабые процессы, обусловленные З. т., могут быть описаны с помощью выражений (1) и (3).

Лит.: Биленький С. М., Лекции по физике нейтринных и лептон-нуклонных процессов, М., 1981; Окунь Л. Б., Лептоны и кварки, М., 1981.

С. М. Биленький.

ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ДВИЖЕНИЕ в электрическом и магнитном полях — перемещение частиц в пространстве под действием сил этих полей. Ниже рассмотрены движения частиц *плазмы*, хотя нек-рые положения являются общими и для плазмы твёрдых тел (металлов, полупроводников). Различают следующие основные типы движения заряж. частиц (ДЗЧ): равноускоренное движение в пост. электрич. поле, вращательно-поступательное (по спирали) в пост. магн. поле, дрейфовое движение из-за слабой неоднородности магн. поля или под действием др. сил, перпендикулярных магн. полю. В ансамбле заряж. частиц (плазме) с неоднородной концентрацией возникает диффузия.

В общем виде движение отдельной заряж. частицы описывается ур-нием:

$$\frac{d\boldsymbol{r}}{dt}=\boldsymbol{v};\quad \frac{d\boldsymbol{p}}{dt}=e\left(\boldsymbol{E}+\frac{1}{c}[\boldsymbol{v}\boldsymbol{H}]\right), \quad (1)$$

где $\boldsymbol{r}$ — радиус-вектор частицы, $\boldsymbol{v}$ — скорость, $m=m_0/\sqrt{1-v^2/c^2}$ — масса, $\boldsymbol{p}=m\boldsymbol{v}$ — импульс, e — заряд, $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$ — напряжённости электрич. и магн. полей соответственно. Правая часть (1) — выражение для *Лоренца силы*. Из (1) следует, что изменение кинетич. энергии $\mathcal{E}_к=mc^2$ со временем равняется работе, производимой электрич. полем:

$$\frac{d\mathcal{E}_к}{dt}=\boldsymbol{v}\frac{d\boldsymbol{p}}{dt}=e\boldsymbol{E}\boldsymbol{v}. \quad (2)$$

Магн. поле работы не совершает, т. к. соответствующая ему сила перпендикулярна вектору скорости. В случае статич. полей из (2) следует интеграл энергии:

$$\mathcal{E}=\mathcal{E}_K+eU=\mathcal{E}_0=\text{const}, \quad (3)$$

где $U(\boldsymbol{r})$ — потенциал электрич. поля $\boldsymbol{E}=-\nabla U$. Для полей $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$, произвольно меняющихся во времени и пространстве, ур-ния (1) не интегрируемы в общем виде; лишь для простых типов полей они интегрируемы точно. Во многих практически важных случаях разработаны приближённые методы решения ур-ний (1) с помощью ЭВМ.

В постоянном электрическом поле в нерелятивистском случае ($v\ll c$) ДЗЧ аналогично движению материальной точки в пост. поле тяжести: роль ускорения силы тяжести $\boldsymbol{g}$ играет величина $e\boldsymbol{E}/m$; траектория заряда — парабола $x=(emE/2p_0^2)y^2+\text{const}$. Ось x выбрана вдоль $\boldsymbol{E}$. В случае релятивистского движения траектория представляет собой цепную линию

$$x=\mathcal{E}_0\,\text{ch}\,[eEy/p_0c]/eE.$$

В неоднородном электростатическом поле ДЗЧ имеет глубокую аналогию с распространением световых лучей в прозрачной преломляющей среде. Для заряда, движущегося в пространстве, в к-ром на некоторой границе имеется скачок потенциала $U(x<a)=U_1$ и $U(x\geqslant a)=U_2$, из (3) следует (при $\mathcal{E}_0=0$, $v/c\ll1$) выражение для скоростей:

$$v_1=\sqrt{2eU_1/m}\ \text{при}\ x<a,\quad v_2=\sqrt{2eU_2/m}\ \text{при}\ x\geqslant a.$$

При прохождении через границу частица испытывает действие силы, направленной по нормали, а тангенциальная составляющая остаётся неизменной: $v_1\sin\alpha=v_2\sin\beta$ (α, β — углы падения и «преломления»). Подставляя значения v_1 и v_2, получаем условие

$$\sin\alpha/\sin\beta=\sqrt{U_2/U_1},$$

полностью совпадающее с обычной формулировкой закона преломления в оптике. Роль показателя преломления играет квадратный корень из значения потенциала в данной точке. Эта аналогия позволяет использовать методы геом. оптики и служит основой для создания *электронной и ионной оптики*.

В постоянном магнитном поле ДЗЧ можно представить в виде

$$\frac{d\boldsymbol{p}}{dt}=[\boldsymbol{\omega}_H\boldsymbol{p}],$$

где $\omega_H=-eHc/\mathcal{E}$ — величина постоянная (магн. поле работы не совершает, поэтому $\mathcal{E}=\text{const}$), наз. ларморовской частотой. Интегрируя это ур-ние с учётом (1) и выбирая ось z вдоль $\boldsymbol{H}$, получим:

$$x(t)=x_0+\rho\sin(\omega_H t+\alpha);$$
$$y(t)=y_0+\rho\cos(\omega_H t+\alpha); \qquad (4)$$
$$z(t)=z_0+v_z t,$$

где $\rho=v_\perp/|\omega_H|$ — радиус окружности (ларморовский радиус), к-рая является проекцией траектории частицы на плоскость, перпендикулярную магн. полю; $v_\perp=\sqrt{v_x^2+v_y^2}$; $\alpha=\operatorname{arctg}[v_y(0)/v_x(0)]$. Как следует из (4), траектория частицы в пост. магн. поле представляет собой спираль с радиусом ρ и шагом $l=2\pi v_z/|\omega_H|$.

В постоянных и однородных электрических и магнитных полях ДЗЧ обладает рядом особенностей. Пост. магн. поле не влияет на характер движения частицы вдоль **H** (ось z); в этом направлении частица движется равноускоренно:

$$z=\frac{eE_z}{2m}t^2+v_z(0)\,t+z_0.$$

В направлении, перпендикулярном магн. полю, ускорение частицы не происходит. Под воздействием перпендикулярной магн. полю компоненты электрич. поля $\boldsymbol{E}_\perp$ частицы получают пост. сдвиг скорости $\boldsymbol{v}_д=c[\boldsymbol{E}_\perp\boldsymbol{H}]/H^2$, наз. скоростью дрейфа (см. *Дрейф заряженных частиц*). В системе координат, движущейся с пост. скоростью $\boldsymbol{v}_д$, траектория ДЗЧ в скрещенных электрич. и магн. полях $\{E_z=0,\ v_z(0)=0\}$ также представляет собой ларморовскую окружность. Для нерелятивистской частицы ($v\ll c$) скорость дрейфа $v_д\ll c$, следовательно $\boldsymbol{E}_\perp\ll\boldsymbol{H}$. В скрещенных малом электрическом и большом магн. полях средняя за оборот энергия частицы сохраняется, т. е. в среднем частица движется по эквипотенциалям электрич. поля.

В квазистационарном поперечном электрическом поле ($d\ln E_\perp/dt\ll|\omega_H|$) наряду с дрейфом $\boldsymbol{v}_д$ имеется дополнит. дрейф со скоростью $\boldsymbol{v}_и$, наз. обычно и н е р ц и о н н ы м, так что полная скорость дрейфа определяется выражением: $\boldsymbol{v}_{д\ полн}=\boldsymbol{v}_д+\boldsymbol{v}_и$, где

$$\boldsymbol{v}_и=-\frac{mc}{eH^2}\left[\frac{d\boldsymbol{v}_д}{dt}\boldsymbol{H}\right]=\frac{mc^2}{eH^2}\frac{d\boldsymbol{E}_\perp}{dt}.$$

Для решения ур-ний (1) в статич. неоднородных полях, в к-рых характерный масштаб неоднородности значительно превышает ларморовский радиус $\rho\ll|H/\nabla H|$, развит приближённый метод, основанный на разложении по малому параметру $\rho\nabla H/H$. В этом случае ДЗЧ можно представить как вращение с медленно меняющимся радиусом $\boldsymbol{\rho}(t)=[\boldsymbol{v}_\perp\boldsymbol{\omega}_H]/\omega_H^2$ вокруг перемещающегося центра ларморовской окружности $\boldsymbol{R}(t)=\boldsymbol{r}(t)-\boldsymbol{\rho}(t)$, наз. в е д у щ и м ц е н т р о м. Такое приближение наз. дрейфовым, а ур-ние, описывающее плавное перемещение ведущего центра, имеет вид:

$$\frac{d\boldsymbol{R}}{dt}=\left(v_\parallel+\frac{1}{2}\frac{v_\perp^2}{\omega_H}(\boldsymbol{h}\operatorname{rot}\boldsymbol{h})\right)\boldsymbol{h}+\frac{c}{H^2}[\boldsymbol{E}\boldsymbol{H}]+$$
$$+\frac{1}{2H}\frac{v_\perp^2}{\omega_H}[\boldsymbol{h}\nabla\times\boldsymbol{h}]+\frac{v_\parallel^2}{\omega_H}[\boldsymbol{h}(\boldsymbol{h}\nabla)\boldsymbol{h}]. \qquad (5)$$

Первый член в правой части (5) описывает ДЗЧ вдоль силовой линии, второй — дрейф в скрещенных полях, третий — дрейф из-за неоднородности поля, четвёртый — т. н. ц е н т р о б е ж н ы й д р е й ф, связанный с кривизной силовых линий ($\boldsymbol{h}\nabla)\boldsymbol{h}=\boldsymbol{n}/R$ ($\boldsymbol{n}$ — орт нормали, $\boldsymbol{h}$ — орт, параллельный $\boldsymbol{H}$, R — радиус кривизны). При движении заряж. частицы сохраняется её магн. момент, наз. первым адиабатич. инвариантом: $\mu=mv_\perp^2/2H=\text{const}$. Сохранение μ представляет собой проявление принципа адиабатической инвариантности при квазипериодич. движении. В произвольной консервативной системе выражение для адиабатич. инварианта имеет вид $I_i=\oint p_i dq_i=\text{const}$, где предполагается, что по координате q_i имеет место квазипериодич. движение. В случае ларморовского вращения $p_\perp=mv_\perp$, $dq_\perp=\rho d\varphi$ (φ — фаза вращения). Тогда $I_1=\oint p_\perp\rho d\varphi=4\pi mc\mu/e$, то есть $\mu=\text{const}$. Если частица колеблется вдоль силовых линий, то в таком движении сохраняется интеграл $I_2=\oint mv_\parallel dl$. Выражая $v_\parallel$ через $\mathcal{E}_к$ и μ, получаем $I_2=\oint\sqrt{\mathcal{E}_0-\mu H}dl$, наз. обычно вторым адиабатич. инвариантом. Для выполнения условий его существования необходимо, чтобы за период одного продольного колебания частицы магн. поле, вдоль силовой линии к-рого движется частица, изменилось мало. Такое изменение может быть вызвано, напр., пространств. неоднородностью магн. поля, приводящей к поперечному дрейфу частицы (во время к-рого она переходит с одной силовой линии на другую), а также нестационарностью магн. поля. В последнем случае энергия частицы уже не является интегралом движения, но адиабатич. инвариант I_2 сохраняется в обычном смысле.

Если дрейфовое движение частицы поперёк силовых линий магн. поля носит циклич. характер, можно ввести третий адиабатич. инвариант I_3. Его роль играет магн. поток внутри силовой трубки, охватываемой дрейфовой траекторией частицы.

На сохранении первого адиабатич. инварианта основана идея удержания частиц в т. н. адиабатич. ловушке (см. *Открытые ловушки*, *Магнитные ловушки*).

Лит.: С п и т ц е р Л., Физика полностью ионизованного газа, пер. с англ., М., 1965; К р о л л Н., Т р а й в е л п и с А., Основы физики плазмы, пер. с англ., М., 1975; А р ц и м о в и ч Л. А., С а г д е е в Р. З., Физика плазмы для физиков, М., 1979.

Е. В. Мишин, В. Н. Ораевский.

ЗАТРА́ВОЧНАЯ МА́ССА в к в а н т о в о й т е о р и и п о л я — параметр, характеризующий связь между импульсом и скоростью частицы без учёта её самодействия. В физ. процессах З. м. появляется только в сумме с добавками, обусловленными взаимодействием с собств. полем, а также *поляризацией вакуума*. Эта сумма образует ф и з и ч е с к у ю (наблюдаемую) массу частицы.

А. В. Ефремов.

ЗАТРА́ВОЧНЫЙ ЗАРЯ́Д (затравочная константа взаимодействия) в к в а н т о в о й т е о р и и п о л я — параметр, характеризующий взаимодействие частиц (полей) без учёта *перенормировок*. В физ. процессах З. з. появляется только в сумме с добавками — *радиационными поправками*, обусловленными *поляризацией вакуума*. Эта сумма образует ф и з и ч е с к и й (наблюдаемый) заряд.

А. В. Ефремов.

ЗАТУХА́НИЕ ЗВУ́КА — уменьшение интенсивности звуковой волны (для гармонич. волны — уменьшение амплитуды) по мере её распространения. З. з. обусловлено рядом причин, основными из к-рых являются т. н. расхождение волны, рассеяние и поглощение звука. Затухание вследствие расхождения волны связано с тем, что на больших расстояниях r от источника поток излучаемой звуковой энергии по мере распространения распределяется на всё увеличивающуюся площадь волновой поверхности и, соответственно, уменьшается поток энергии, приходящийся на единицу поверхности, т. е. *интенсивность звука*. В сферич. волне интенсивность убывает с расстоянием пропорционально r^{-2}, в цилиндрической — $\sim r^{-1}$.

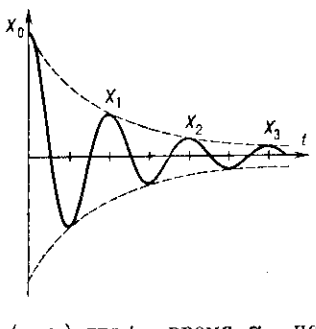
Рассеяние звука на препятствиях в среде, на её неоднородностях, размеры к-рых малы или сравнимы с длиной волны, приводит к уменьшению потока энергии в первонач. направлении распространения звука. Характерными рассеивателями в газах являются жидкие капли (туман) или частицы твёрдых веществ (аэрозоли), в жидкости — пузырьки воздуха, в твёрдых телах — разл. инородные включения или отдельные кристаллиты в поликристаллах. Рассеяние на перов-

ных и неоднородных границах среды приводит к уменьшению интенсивности при отражении звука и прохождении его через границу, т. е. к изменению коэф. отражения и прохождения волны, определяемого согласно законам *геометрической акустики*. Подробнее см. в ст. *Рассеяние звука*.

Поглощение звука — необратимый переход звуковой энергии в другие виды энергии (преим. в теплоту) — может быть обусловлено разл. механизмами. Большую роль играют вязкость и теплопроводность среды, а на высоких частотах и при низких темп-рах — разл. процессы взаимодействия звуковых волн с внутр. возбуждениями в твёрдом теле (фононами, электронами проводимости, спиновыми волнами и др.). Подробнее см. в ст. *Поглощение звука*.

При З. з., обусловленном рассеянием и поглощением, интенсивность звука убывает с расстоянием по экспоненциальному закону $e^{-2\delta r}$, где δ — коэф. затухания (амплитуда гармонич. волны — по закону $e^{-\delta r}$), в отличие от степенного закона убывания интенсивности при расхождении волны. Коэф. З. з. δ выражается в единицах $м^{-1}$ ($см^{-1}$) или в логарифмич. единицах Нп/м, дБ/м. *И. П. Голямина.*

ЗАТУХА́НИЕ КОЛЕБА́НИЙ — уменьшение амплитуды колебаний с течением времени, обусловленное потерей энергии колебат. системой. Потери энергии колебаний вызываются в механич. системах превращением её в теплоту вследствие трения и излучением упругих волн в окружающую среду, в электрических системах — омич. потерями в них и излучением эл.-магн. волн в окружающее пространство.



Закон З. к. определяется свойствами системы. В линейных системах З. к. происходит по экспоненте:

$$X_к = X_0 \exp(-\alpha t)$$

(рис.), где t — время, α — показатель затухания системы. Для простейшей механич. системы — тела массы m, удерживаемого в положении равновесия упругой силой и испытывающего трение, пропорциональное скорости (с коэф. пропорциональности b), $\alpha = b/2m$; для простейшей электрич. системы — *колебательного контура* с индуктивностью L и сопротивлением R $\alpha = R/2L$. З. к. практически можно считать закончившимся, если амплитуда колебаний уменьшилась до $\sim 1\%$ нач. величины. Время τ, в течение к-рого это произойдёт, определяется из условия $e^{-\alpha\tau} = 0{,}01$ или $\alpha\tau = 4{,}6$, то есть $\tau = 4{,}6/\alpha$.

К затухающим колебаниям, строго говоря, неприменимо понятие периода или частоты. Однако если затухание мало, то можно условно пользоваться понятием периода T_1 как промежутка времени между двумя последующими максимумами колеблющейся величины (тока, напряжения, размаха колебаний маятника и т. д.). «Период» T_1 увеличивается по мере увеличения потерь энергии в системе. Для приведённых выше простейших случаев соответствующая этому условному «периоду» частота затухающих колебаний $\omega_1 = 2\pi/T_1 = \sqrt{\omega_0^2 - \alpha^2}$, где ω_0 — угловая частота собств. колебаний в отсутствии потерь энергии в системе. Скорость З. к. часто характеризуют декрементом затухания $\delta = \alpha T_1$, определяющим уменьшение амплитуды за один «период» колебаний, или величиной $d = \delta/\pi$, наз. просто затуханием. Скорость З. к. связана с *добротностью* колебат. системы Q; в рассмотренных простейших случаях $d = 1/Q$.

В нелинейных системах отношение потерь энергии за период к полной энергии колебаний не остаётся постоянным, а изменяется с изменением амплитуды колебаний. Поэтому закон З. к. оказывается не экспоненциальным. Простейший с точки зрения закона З. к. случай — это нелинейная механич. система, в к-рой величина силы трения постоянна (не зависит от величины скорости), а направление силы трения противоположно скорости (т. н. сухое трение). Такая сила трения возникает в системах, движение к-рых связано со скольжением, напр. при колебаниях крутильного маятника с осью, установленной в подшипниках скольжения. В этом случае амплитуды колебаний убывают по закону арифметич. прогрессии.

Лит.: Андронов А. А., Витт А. А., Хайкин С. Э., Теория колебаний, 3 изд., М., 1981; Горелик Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959; Бишоп Р., Колебания, пер. с англ., 3 изд., М., 1986.

ЗАТУХА́НИЕ КО́НТУРА — величина, определяющая скорость убывания амплитуд собств. колебаний в электрич. контуре и вместе с тем характеризующая его резонансные свойства при вынужденных колебаниях. Амплитуда собств. колебаний в контуре убывает вследствие рассеяния энергии. Если обозначить $W_к$ всю энергию колебаний в контуре, а $W_п$ — часть её, составляющую потери за один период колебаний, то при $W_к \gg W_п$ З. к. равно $d = W_п/2\pi W_к$. В электрич. контуре, состоящем из сосредоточенной индуктивности L, ёмкости C и сопротивления R, З. к. (при том же ограничении) равно: $d = R\sqrt{C/L}$. З. к. является величиной, обратной *добротности*, и определяет ширину резонансной кривой; в случае вынужденных колебаний З. к. пропорционально *декременту затухания* δ: $d = \delta/\pi$.

ЗАТУХА́НИЕ СВОБО́ДНОЙ ПОЛЯРИЗА́ЦИИ — обусловленное релаксационными процессами уменьшение амплитуды поляризации среды после прекращения действия возбуждающего импульса резонансного эл.-магн. излучения. Падающий на среду импульс когерентного эл.-магн. излучения с частотой ω, резонансной разрешённому переходу между квантовыми состояниями $|a\rangle$ и $|b\rangle$ (соответствующими уровням энергии a и b отдельных квантовых систем, т. е. атомов, молекул, примесных центров и т. д.), создаёт когерентную суперпозицию этих состояний, индуцируя тем самым элементарные диполи, колеблющиеся с частотой возбуждающего поля и связанные между собой по фазе. В результате возникает волна поляризации вещества, имеющая частоту ω и волновой вектор k, равный волновому вектору падающего импульса. По окончании импульса, т. е. когда среда свободна от воздействия поля, резонансная поляризация ещё сохраняется, однако её амплитуда со временем уменьшается (затухает), а эл.-магн. волна, создаваемая колеблющимися с затухающей амплитудой диполями, регистрируется как сигнал З. с. п. [1—3]. Аналогом З. с. п. в *ядерном магнитном резонансе* является эффект затухания свободной индукции.

Имеются две качественно различные причины, вызывающие З. с. п. Первая из них — это процессы необратимой релаксации, к-рые приводят к распаду состояний $|a\rangle$ и $|b\rangle$ (спонтанное испускание, неупругие столкновения и т. д.) или к сбою их фаз (упругие столкновения). Эти процессы характеризуются временем поперечной релаксации T_2 и обусловливают т. н. однородное уширение спектральных линий (см. *Ширина спектральной линии*).

Вторая причина — различие собственных частот ω_{ba}, обусловленное либо эффектом Доплера при тепловом движении атомов и молекул в газе, либо смещением квантовых уровней в неоднородном внутрикристаллич. или внеш. поле (неоднородное уширение линии перехода). Поскольку в свободном состоянии диполи колеблются с собств. частотами ω_{ba}, то возникает их расфазировка, приводящая к дополнит. затуханию поляризации.

Если возбуждающий импульс имеет прямоугольную форму (рис. 1) и длительность $\tau \ll T_2$, T_2^* ($T_2^* =$

$=2\sqrt{\ln 2}\ \gamma_н^{-1}$, $\gamma_н$ — неоднородная полуширина линии), а длина среды $L \ll l$ (l — длина резонансного поглощения), то эволюция затухающей амплитуды свободной поляризации описывается формулой:

$$P\ (t \geqslant \tau) \propto N \sin \Omega\tau \exp\left[-\frac{(t-\tau)^2}{T_2^{*2}} - \frac{(t-\tau)}{T_2}\right],$$

где N — плотность числа резонансных излучателей, $\Omega = d_{ba}E/\hbar$ — частота Раби (см. *Двухуровневая система*), E — амплитуда возбуждающего импульса, d_{ba} — матричный элемент дипольного момента. Интенсивность сигнала З. с. п. $I_с \propto |P(t)|^2 L^2$, т. е. пропорциональна квадрату числа излучателей — особенность, присущая процессам когерентного испускания. Подобная зависимость характерна и для эффекта *сверхизлучения*. Макс. значение $I_с$ достигается при $\Omega\tau = \pi/2$ (см. *π-импульс*).

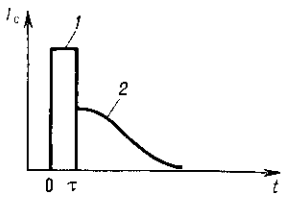


Рис. 1. Действие возбуждающего сигнала *1* на двухуровневую систему; *2* — сигнал затухания свободной поляризации.

Если падающий импульс возбуждает одновременно два (или более) близких по частоте квантовых перехода, то вклады этих переходов в поляризацию интерферируют, и сигнал З. с. п. оказывается промодулированным с разностной частотой. Это одно из проявлений т. н. эффекта квантовых биений (см. *Интерференция состояний*).

Эффекты, подобные З. с. п., имеют место и при многофотонном возбуждении квантовых переходов, когда определ. комбинация частот падающих импульсов (напр., сумма или разность) совпадает с частотой соответствующего квантового перехода. В этом случае, однако, формируемый макроскопич. отклик среды может оказаться неизлучающим вследствие правил отбора (см. *Многофотонные процессы*, *Многофотонное поглощение*). Для его наблюдения используются дополнительные (пробные) импульсы, в поле к-рых когерентный отклик вовлекается в процесс параметрич. смешения частот. Генерируемое при этом излучение, как правило, отличается по частоте и направлению от возбуждающего, что удобно для выделения сигнала [2—4].

Примером является поведение сигнала когерентного отклика типа свободной поляризации при двухфотонном возбуждении молекул азота в сверхзвуковой струе (рис. 2) [5]. Возбуждение осуществлялось с помощью одновременного воздействия двух

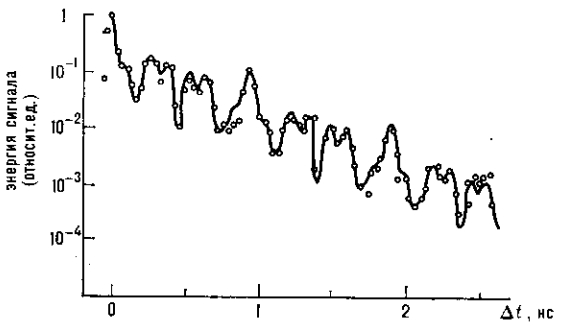


Рис. 2. Эволюция когерентного отклика молекул азота. Сплошная линия — теоретический расчёт; светлые кружки — эксперимент.

пикосекундных импульсов лазерного излучения, разность частот к-рых $\omega_1 - \omega_2$ совпадала с частотой Ω_J перехода между колебательно-вращательными уровнями молекулы азота с одинаковыми значениями вращательного квантового числа J в основном и возбуждённом колебат. состояниях. Регистрировался сигнал З. с. п. на частоте излучения $\omega_3 + \Omega_J$, генерируемого за счёт когерентного антистоксова комбинац. рассеяния пробного пикосекундного импульса с частотой ω_3, подаваемого через варьируемое время задержки Δt. Колебания амплитуды сигнала обусловлены интерференцией вкладов квантовых переходов с различными J.

З. с. п. и аналогичные ему эффекты широко используются для прямых измерений времён дефазировки квантовых состояний в атомах и молекулах, распада элементарных возбуждений в конденсиров. средах и т. д. Проявляющийся в З. с. п. эффект квантовых биений позволяет определять частотные интервалы между близко расположенными уровнями энергии (см. *Нелинейная спектроскопия*).

Лит.: 1) Шумейкер Р., Когерентная инфракрасная спектроскопия нестационарных процессов, в кн.: Лазерная и когерентная спектроскопия, пер. с англ., М., 1982; 2) Нелинейная спектроскопия, пер. с англ., под ред. Н. Бломбергена, М., 1979; 3) Манькин Э. А., Самарцев В. В., Оптическая эхо-спектроскопия, М., 1984; 4) Ахманов С. А., Коротеев Н. И., Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света, М., 1981; 5) Akhmanov S. A. a. o., Time-domain coherent active Raman spectroscopy of a free-nitrogen jet, «J. Opt. Soc. Amer.», 1985, v. 2B, p. 640.

К. Н. Драбович.

ЗАТЯГИВАНИЕ ЧАСТОТЫ — явление, при к-ром автоколебательная система с двумя и более степенями свободы совершает колебания на одной из двух (или нескольких) частот, для каждой из к-рых выполнены условия самовозбуждения; причём установление того или иного колебания зависит от нач. условий и при изменении параметров автоколебания сохраняются на исходной частоте, хотя условия самовозбуждения уже стали более благоприятными для др. частоты; дальнейшее изменение параметров приводит к скачкообразной смене одного колебания другим с образованием петли гистерезиса.

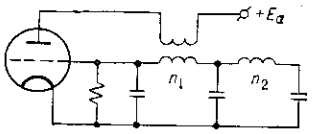


Рис. 1. Двухконтурный ламповый генератор.

Колебания при З. ч. могут рассматриваться как результат связи подсистем, входящих в автоколебат. систему. Так, напр., в двухконтурном ламповом генераторе (рис. 1) колебат. системы с парциальными частотами n_1 и n_2 образуют систему с двумя нормальными видами колебаний, к-рым соответствуют частоты ω_1 и ω_2. Условия самовозбуждения зависят от величины потерь в системе, определяемых отношением парциальных частот n_2/n_1, и характеризуются эквивалентным сопротивлением $R_{экв}$; эти условия выполняются при $R_{экв} \geqslant R_{экв.\,мин}$ (рис. 2, *а*). Если перестраивать второй контур, увеличивая его парциальную

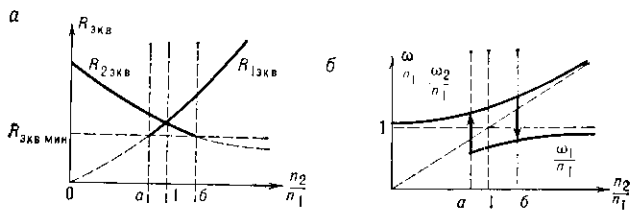


Рис. 2. Зависимость частоты генерируемых колебаний от взаимной расстройки контуров при сильной связи.

частоту n_2, начиная с таких n_2, для к-рых $n_2/n_1 < a$ (рис. 2, *б*), то вначале генерируется «верхняя» частота автоколебаний ω_2, близкая к n_1 (причём $\omega_2 > n_1$) и слегка увеличивающаяся с ростом n_2; условия самовозбуждения вначале выполняются только для этой частоты (рис. 2, *а*, где $R_{2экв} > R_{экв.\,мин}$, а $R_{экв} < R_{экв.\,мин}$). Как только n_2 пройдёт значение, соответствующее точке $n_2/n_1 = a$ (рис. 2, *б*), и попадёт в область, охватываемую петлёй З. ч., то условия самовозбуждения станут выполняться одноврем. как для верхней ω_2, так и для нижней ω_1 ($\omega_1 < n_1$) частот автоколебаний (рис. 2, *а*, где $R_{2экв} > R_{экв.\,мин}$ и $R_{1экв} > R_{экв.\,мин}$). Однако

пока $n_2<n_1$ условия самовозбуждения ω_2 более благоприятны, чем ω_1, и если колебания в генераторе погасить, а затем снова возбудить, то опять установятся колебания с частотой ω_2. При дальнейшем увеличении n_2 ($n_2>n_1$) условия самовозбуждения становятся более благоприятными для частоты ω_1 (рис. 2, *а*, где $R_{1\text{экв}}>R_{2\text{экв}}$), но, по-прежнему, генерируется частота ω_2, поскольку колебания на этой частоте уже существуют. В точке *b* (рис. 2, *б*) колебания частоты ω_2 скачком переходят в колебания частоты ω_1, т. к. здесь перестают выполняться условия существования колебаний с частотой ω_2, и при дальнейшем росте n_2 колебания будут происходить на частоте ω_1. Изменяя n_2 в обратном направлении, от больших значений к меньшим, можно осуществить З. ч. ω_1 в области $a<n_2/n_1<1$. При дальнейшем уменьшении частоты n_2 второго контура в точке *a* (рис. 2, *б*) происходит обратный перескок частоты автоколебаний от ω_1 к ω_2 и тем самым замыкается петля гистерезиса З. ч.

Образом З. ч. в *фазовом пространстве*, мин. размерность к-рого равна 3, служит картина с двумя устойчивыми предельными циклами и одним неустойчивым — седловым циклом. Устойчивая сепаратриса седлового цикла разделяет области притяжения устойчивых периодич. движений. Скачкообразной смене режима колебаний соответствует *бифуркация* слияния (с последующим исчезновением) одного из устойчивых циклов с седловым периодич. движением.

З. ч. во мн. случаях — вредное явление, т. к. в процессе настройки генератора при изменении к.-н. параметра может произойти изменение частоты. Чтобы избежать З. ч., надо уменьшить обратную связь между контурами или уменьшить добротность второго контура.

Лит.: Конторович М. И., Нелинейные колебания в радиотехнике, М., 1973; Основы теории колебаний, М., 1978; Рабинович М. И., Трубецков Д. И., Введение в теорию колебаний и волн, М., 1984.

В. Н. Белых, М. И. Рабинович.

ЗАХВА́Т НОСИ́ТЕЛЕЙ ЗАРЯ́ДА в полупроводниках — переход электрона из зоны проводимости на примесный уровень в запрещённой зоне полупроводника либо с примесного уровня в валентную зону (последний случай удобнее рассматривать как переход дырки из валентной зоны на примесный уровень; см. *Зонная теория*). Скорость $r_э$ З. н. з. из зоны проводимости пропорциональна концентрации n носителей в зоне, концентрации N_t примесных уровней и вероятности того, что данный уровень с энергией $\mathcal{E}_t$ не заполнен:

$$r_э=\alpha_э n N_t\,[1-f(\mathcal{E}_t)].$$

Здесь $f(\mathcal{E}_t)$ — вероятность заполнения данного уровня, $\alpha_э$ — коэф. захвата, связанный с эффективным сечением захвата S соотношением:

$$\alpha_э=Sv_T,$$

где v_T — ср. скорость теплового движения носителей заряда.

Наряду с процессом З. н. з. происходит обратный процесс — их выброс с примесных уровней в зону. Скорость этого процесса равна:

$$g_э=\beta_э N_t f(\mathcal{E}_t).$$

Согласно *детального равновесия принципу*, в состоянии термодинамич. равновесия $g_э=r_э$, откуда $\beta_э=\alpha_э n_1$, где $n_1=(g_0/g_1)N_c\exp(-I/kT)$, g_0, g_1 — статистич. веса соответственно пустого и заполненного уровней, N_c — эффективная плотность состояний в зоне проводимости, I — энергия ионизации примесного уровня. Суммарная скорость захвата электронов равна:

$$R_э=r_э-g_э=\alpha_э N_t\,[n(1-f)-n_1 f].$$

[illegible] ф-лы имеют место для захвата дырок, З. н. з. может явиться первым этапом процесса *рекомбинации носителей заряда* через примесные центры: захват электрона из зоны проводимости и последующий захват дырки на тот же уровень (либо наоборот). Если для данного уровня $\alpha_э\gg\alpha_д$, то электрон, захваченный на этот уровень, прежде чем рекомбинировать с дыркой, может быть много раз выброшен обратно в зону проводимости и захвачен снова. Такие примесные уровни наз. уровнями прилипания или ловушками для электронов; при $\alpha_д\gg\alpha_э$ имеем уровни прилипания для дырок. Уровни, для к-рых $\alpha_э\sim\alpha_д$, наз. уровнями рекомбинации. При захвате обоих носителей заряда на уровни прилипания с низким темпом выброса (малые $\beta_э$ и $\beta_д$) неравновесное состояние может сохраняться очень долго, особенно при низких темп-рах.

Лит.: Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г., Физика полупроводников, М., 1977; Аут И., Генцов Д., Герман К., Фотоэлектрические явления, пер. с нем., М., 1980.

Э. М. Эпштейн.

ЗАХВА́ТЫВАНИЕ ЧАСТОТЫ — явление, состоящее в том, что автоколебательная система (автогенератор) при воздействии на неё периодически изменяющейся во времени внеш. силы совершает колебания не с частотой *автоколебаний* $\omega_а$, а с частотой $\omega_в$ внеш. воздействия. З. ч. осуществляется лишь благодаря нелинейности и диссипативности и имеет место при условии, что частоты $\omega_а$ и $\omega_в$ не слишком отличаются друг от друга, т. е. для нек-рого ограниченного диапазона частотных расстроек, называется полосой захвата.

Полоса захвата зависит от свойств автогенератора и от амплитуды внеш. силы. В частности, при возрастании амплитуды внеш. силы полоса захвата, как правило, увеличивается. З. ч. может наблюдаться в автоколебат. системах любой физ. природы и при различных периодич. внеш. воздействиях. Впервые же оно было обнаружено и объяснено для томпсоновского генератора с синусоидальным воздействием. Другой распространённый термин для З. ч.— синхронизация автогенератора внеш. силой.

Как З. ч., так и процессы, сопутствующие ему, часто моделизируются неавтономным ур-нием:

$$\ddot{x}+f(x,\dot{x})\dot{x}+g(x)=h(t) \qquad (1)$$

[t — время, $g(x)$ — возвращающая сила, f — знакопеременная ф-ция] с *фазовым пространством* $(x,\dot{x},t)$. Образом З. ч. в фазовом пространстве служит устойчивый *предельный цикл* периода $2\pi/\omega_в$, делающий один оборот в плоскости $(x,\dot{x})$ за период. Этот цикл при слабом воздействии расположен на торе, а при сильном — он притягивает все траектории (1).

Вне полосы захвата в зависимости от свойств автогенератора и характера воздействия могут наблюдаться след. типы колебаний: а) периодич. колебания, напр. при близости частот $\omega_а$ и $(p/q)\omega_в$, где p, q — целые числа; их образы в фазовом пространстве — предельные циклы, расположенные при слабом воздействии на торе с числом вращения, равным q/p; б) квазипериодич. колебания, их образ в фазовом пространстве — незамкнутая обмотка тора, напр. при несоизмеримых $\omega_а$ и $\omega_в$ при слабом воздействии; в) *стохастические колебания*, их образ в фазовом пространстве — либо *странный аттрактор*, либо сложные устойчивые траектории.

Явление, при к-ром для нек-рого интервала значений $|\omega_а-p\omega_в|$ (при $p>1$) происходят периодич. колебания с частотой $\omega_в$, наз. ультрагармоническим З. ч. Образ этого явления в фазовом пространстве есть предельный цикл периода $2\pi/\omega_в$ с p оборотами в плоскости $(x,\dot{x})$. Число вращения на торе при слабом воздействии в этом случае равно $1/p$. Если автоколебат.

тотич. методов приводится к системе укороченных ур-ний:

$$\dot{A} = F(\varphi, A), \quad \dot{\varphi} = \Phi(\varphi, A), \qquad (2)$$

где A и φ — соответственно амплитуда и фаза (или действие и угол). Тогда З. ч. объясняется существованием устойчивых состояний равновесия (2), а полосе захвата соответствует область их устойчивости.

З. ч. используется для синхронизации автогенератора и позволяет управлять частотой мощного генератора слабым сигналом, а ультрагармоническое или субгармоническое захватывание — для умножения или деления частоты.

Лит.: Андронов А. А., Витт А. А., К теории захватывания Ван дер Поля, в кн.: Андронов А. А., Собр. трудов, М., 1956; Рабинович М. И., Трубецков Д. И., Введение в теорию колебаний и волн, М., 1984.

В. Н. Белых.

ЗВЁЗДНАЯ ДИНАМИКА — область астрономии, изучающая строение, устойчивость и эволюцию звёздных систем. Осн. объектами изучения З. д. являются шаровые и рассеянные *звёздные скопления* внутри *галактик*, галактики в целом, а также *скопления галактик*. З. д. зародилась в нач. 20 в. Основы её были заложены в трудах А. С. Эддингтона (A. S. Eddington) и Дж. Х. Джинса (J. H. Jeans).

В З. д. изучаются усреднённые характеристики звёздных систем, определяемые *функцией распределения* звёзд $f(t, \boldsymbol{r}, \boldsymbol{v})$, зависящей от времени ($t$), координат ($\boldsymbol{r}$) и скоростей ($\boldsymbol{v}$). Ф-ция f определяет кол-во звёзд, находящихся в момент t в единичном элементе объёма *фазового пространства* в окрестности точки ($\boldsymbol{r}$, $\boldsymbol{v}$). С помощью ф-ции распределения выражаются ср. величины, характеризующие звёздную систему: плотность $\rho(t, \boldsymbol{r})$, ср. скорость $\boldsymbol{u}(t, \boldsymbol{r})$, тензор давлений $P_{ik}(t, \boldsymbol{r})$ и др. Ф-ция распределения удовлетворяет кинетическому уравнению Больцмана—Власова, в к-ром учитываются общее усреднённое (самосогласованное) поле тяготения системы, определяемое гравитационным потенциалом $\Phi(t, \boldsymbol{r})$, и столкновения отд. звёзд, определяемые столкновительным членом $St(f)$ (интеграл столкновений):

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \boldsymbol{v}\frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{r}} - \frac{\partial \Phi}{\partial \boldsymbol{r}} \cdot \frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{v}} = St(f).$$

Гравитац. потенциал Φ удовлетворяет *Пуассона уравнению*:

$$\Delta\Phi = 4\pi G m \int f\, d\boldsymbol{v},$$

где m — масса звезды, G — гравитац. постоянная (для простоты предполагается, что массы звёзд одинаковы). Под столкновением в З. д. подразумевают изменение траектории звезды за счёт гравитац. взаимодействия при пролёте относительно неё других звёзд. В стационарном скоплении интеграл столкновений, строго говоря, зависит как от распределения звёзд по скоростям, так и от распределения плотности в скоплении, т. е. имеет нелокальный характер. В отличие от газа или плазмы для звёздного скопления $St(f)$ имеет значительно более сложный вид и не может быть универсальным образом записан для произвольного скопления.

Если характерное время между столкновениями звёзд t_c превышает время расширения Вселенной $t_U \approx 2 \cdot 10^{10}$ лет, то такая система наз. бесстолкновительной. Большинство галактик во Вселенной являются бесстолкновительными системами. Переход такой системы в стационарное состояние происходит за неск. характерных времён пролёта звездой размера системы R: $t_h \approx R/\sqrt{\overline{v^2}}$, где $\overline{v^2}$ — ср. квадрат скорости звёзд, к-рый можно оценить по *вириала теореме*:

$$\frac{\overline{v^2}}{2} \approx \frac{GM}{2R},$$

M — масса системы. Для *Галактики* $t_h \approx 2 \cdot 10^8$ лет $\ll t_U$. Галактики находятся в стационарном состоянии, определяемом решением кинетич. уравнения без правой части. В бесстолкновительной звёздной системе возможно распространение волн и развитие неустойчивостей, важнейшим проявлением к-рых является спиральная структура галактик (см. *Спиральные галактики*). Спиральную структуру принято рассматривать как волну плотности, распространяющуюся по галактич. диску. Спирали могли возникнуть в результате развития *гравитационной неустойчивости*, когда силы тяготения в малом возмущении спиральной формы приводят к росту амплитуды возмущения. Возможны и др. причины возникновения спиралей. Помимо гравитац. неустойчивости в бесстолкновит. звёздной системе возможно развитие неустойчивостей, связанных с формой ф-ции распределения. Такие неустойчивости, аналогично *неустойчивостям плазмы*, наз. кинетическими.

В шаровых звёздных скоплениях, а также в центр. областях нек-рых галактик концентрации звёзд столь велики, что время между столкновениями

$$t_c \approx \frac{10^5 N^{1/2}}{\ln N}\left(\frac{R}{3 \cdot 10^{18}}\right)^{3/2}\left(\frac{M_\odot}{m}\right)^{1/2} \text{ (лет)}$$

много меньше t_U. Здесь N — полное число звёзд в скоплении, $M_\odot$ — масса Солнца. Столкновения стремятся установить *Максвелла распределение* в скоплении, что приводит к установлению сфероидальной формы скопления. При установлении максвелловского распределения часть звёзд приобретает большие скорости и улетает из системы. При этом всё скопление сжимается. Скорость такого испарения определяется из условия того, что за время t_c улетают звёзды «максвелловского хвоста», имеющие скорости v_{esc} в два и более раза превышающие среднеквадратичные скорости звёзд в скоплении: $v_{esc}^2 = 4\overline{v^2} = 12T/m$, $\overline{v^2} = 3T/m$, T — темп-ра скопления в энергетич. единицах, характеризующая ср. кинетич. энергию звезды в системе. Скорость испарения $dN/dt \approx -0{,}007N/t$. Испарение звёзд является осн. фактором, определяющим эволюцию шаровых скоплений. Когда число звёзд в скоплении не превышает $N_c \approx 10^3$—10^4, наряду с далёкими столкновениями важную роль играют звёздные пары и столкновения с ними пролетающих звёзд. При таких столкновениях происходит сближение звёзд в парах, потенциальная энергия к-рых переходит в кинетич. энергию звёзд. В результате скопление с $N < N_c$ полностью распадается (звёзды разлетаются) за счёт потенциальной энергии пар. Конечной фазой эволюции шарового скопления является, видимо, его полный распад. Если число звёзд в скоплении $N > N_c$, то в результате столкновительной эволюции скопление может сжаться настолько, что его размер приблизится к *гравитационному радиусу*, и это приведёт к релятивистскому гравитационному коллапсу. Так могли образоваться *чёрные дыры* в ядрах нек-рых галактик (см. *Ядра галактик*).

Важнейшими достижениями З. д. можно считать теорию строения и эволюции шаровых скоплений, установление того, что спиральные рукава галактик представляют собой волны плотности. Многие важные проблемы ещё не решены. К ним можно отнести выявление механизма образования и поддержания спиральной волны; эволюцию массивных звёздных скоплений, представляющих собой ядерные области галактик, и возможности образования в них чёрных дыр; изучение звёздно-динамич. процессов в галактиках, находящихся в двойных системах, а также в галактич. дисках, погружённых в сферич. или эллипсоидальную звёздную подсистему (гало).

Наряду с решением кинетич. ур-ния для решения многих проблем З. д. используется численное моделирование, при к-ром решается совместно система ур-ний движения отд. звёзд с учётом их взаимного притяжения. При таком подходе единым образом рассматриваются самосогласованные поля и столкновения звёзд. К настоящему времени численные методы позволяют

рассчитывать системы, содержащие $\sim 10^5$ звёзд. Ввиду быстрого прогресса вычислит. техники, этот метод исследования весьма перспективен.

Лит.: Чандрасекар С., Принципы звездной динамики, пер. с англ., М., 1948; Огородников К. Ф., Динамика звездных систем, М., 1958; Кинематика и динамика звездных систем, М., 1968; Динамика и эволюция звездных систем. [Сб. ст.], М.— Л., 1975; Поляченко В. Л., Фридман А. М., Равновесие и устойчивость гравитирующих систем, М., 1976.

Г. С. Бисноватый-Коган.

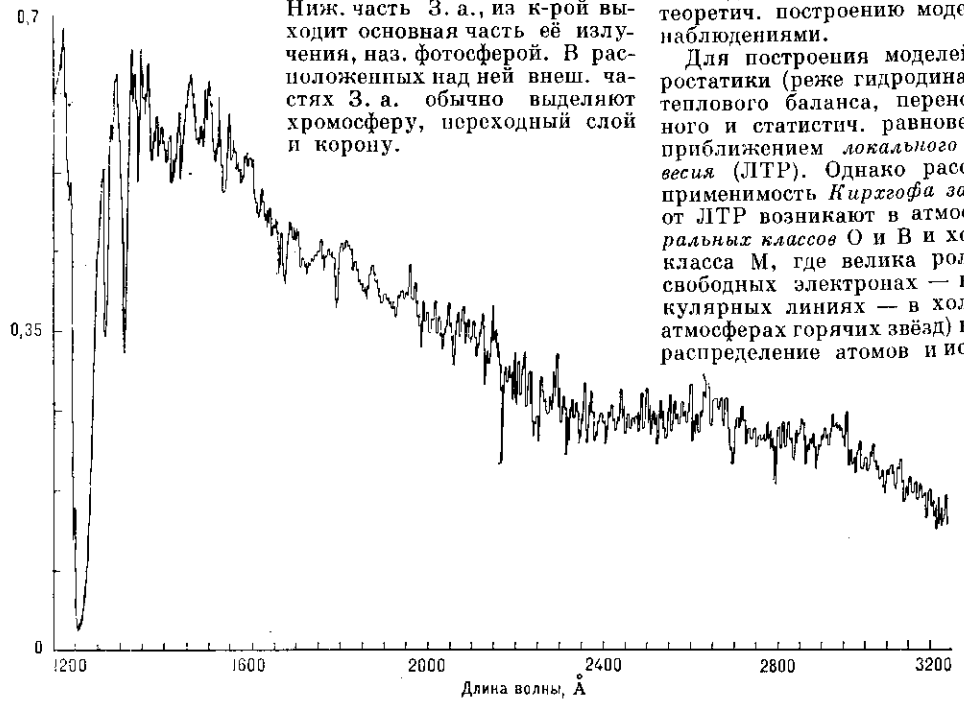
ЗВЁЗДНЫЕ АТМОСФЕ́РЫ.

Содержание:

1. Введение 61
2. Нижняя атмосфера 62
3. Верхняя атмосфера 62
4. Проявления звёздной активности 63

1. Введение

Звёздные атмосферы — внеш. части звёзд, эл.-магн. излучение к-рых способно без последующих переизлучений покинуть звезду. Звёзды абсолютно непрозрачны для эл.-магн. излучения, возникающего в их недрах, к-рое испытывает многократное переизлучение, прежде чем достигает З. а.— слоя с *оптической толщиной* $\tau \leqslant 1$, откуда оно может достичь наблюдателя. Ниж. часть З. а., из к-рой выходит основная часть её излучения, наз. фотосферой. В расположенных над ней внеш. частях З. а. обычно выделяют хромосферу, переходный слой и корону.



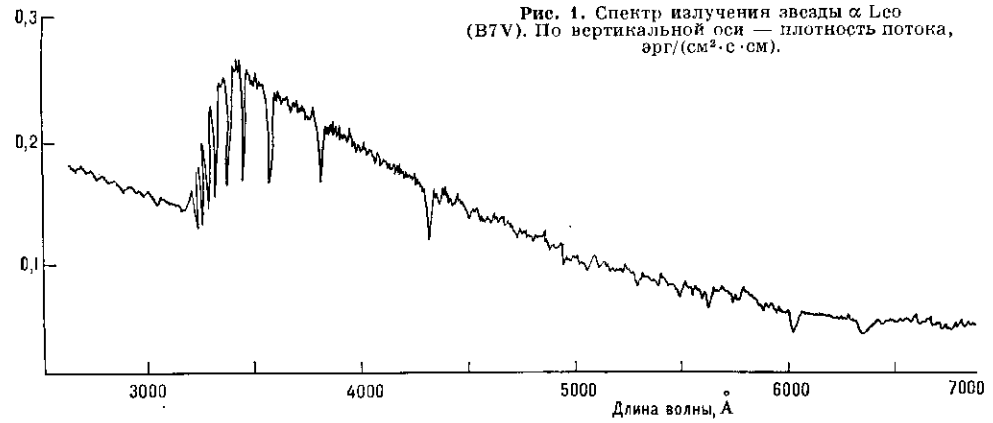


Рис. 1. Спектр излучения звезды α Leo (B7V). По вертикальной оси — плотность потока, эрг/(см²·с·см).

Эл.-магн. излучение З. а. является по существу единственным источником информации о звёздах. Спектр излучения звезды в целом подобен планковскому (хотя часто имеет сильно искажённый вид; см. рис. 1 и раздел 2) с максимумом, лежащим в ближней ИК-, видимой или УФ-областях спектра. Это позволяет ввести *эффективную температуру* звезды $T_э$, к-рая лежит для большинства звёзд в диапазоне 2—100 тыс. К. Вдали от максимума спектра звёзды обычно излучают сильнее, чем можно ожидать в случае планковского излучения. На непрерывный спектр наложены многочисленные спектральные линии. Для большинства звёзд в области максимума непрерывного спектра преобладают линии поглощения, а в коротковолновой области — линии излучения. Для части звёзд линии излучения видны и около максимума. Анализ эл.-магн. излучения звёзд проводится на основе теории З. а.

Осн. предметом изучения теории З. а. являются физ. параметры З. а. (темп-ра, плотность, ионизация и возбуждение атомов и молекул, хим. состав, интенсивность хаотич. и регулярных движений и т. д.) и методы их получения из наблюдений. Во многих случаях для нахождения параметров З. а. прибегают к теоретич. построению моделей З. а. и сравнению их с наблюдениями.

Для построения моделей З. а. решают ур-ния гидростатики (реже гидродинамики) совместно с ур-ниями теплового баланса, переноса излучения, ионизационного и статистич. равновесия. Часто ограничиваются приближением *локального термодинамического равновесия* (ЛТР). Однако рассеяние излучения нарушает применимость *Кирхгофа закона излучения*. Отклонения от ЛТР возникают в атмосферах горячих звёзд *спектральных классов* О и В и холодных звёзд спектрального класса М, где велика роль рассеяния излучения (на свободных электронах — в горячих звёздах, в молекулярных линиях — в холодных). Иногда (особенно в атмосферах горячих звёзд) нарушается и больцмановское распределение атомов и ионов по энергетическим уровням. Это приводит к необходимости построения более громоздких моделей З. а. Такие модели лучше описывают непрерывный спектр звёзд и только на их основе можно производить количеств. сравнение с наблюдениями интенсивностей и профилей спектральных линий в спектрах горячих звёзд. В общем случае проблема построения модели З. а. очень сложна и не решена окончательно. Для верх. атмосфер большинства звёзд лишь недавно появилось достаточное кол-во наблюдательных данных для их подробного изучения. В результате классич. объектом теории З. а. являются фотосферы звёзд.

Спектральные линии несут несравненно более богатую информацию о звёздах, чем непрерывный спектр. Количеств. анализ спектральных линий возможен лишь с использованием сведений о структуре З. а.

За исключением спектров белых карликов в большинстве звёздных спектральных линий преобладает многократное рассеяние света: радиац. переходы намного более вероятны, чем ударные. Это приводит к тому, что при количеств. анализе спектров прибегают в общем случае к весьма громоздким расчётам переноса излучения в спектральных линиях с перераспределением энергии по частоте.

Простейшим массовым методом определения параметров З. а. по спектральным линиям является метод *кривых роста*, позволяющий без знания профилей линий, по одним эквивалентным ширинам находить все осн. характеристики З. а., включая хим. состав. Для звёзд с детально изученными спектрами используют метод синтетич. спектра — метод сравнения с наблюдениями теоретически рассчитанных спектров с учётом наиб. важных (обычно многих тысяч) спектральных линий. Это позволяет уточнить все осн. параметры З. а. Более тонкие характеристики, такие, как вращение звезды, вертикальные движения, наличие пятен и т. д., определяют исследуя профили спектральных линий и их переменность.

Осн. часть атмосфер большинства звёзд находится в состоянии, близком к гидростатич. равновесию. Исключение составляют гл. обр. ниж. части фотосфер звёзд с $T_э<8000$ К, где важна роль конвекции, верх. части З. а., где формируется звёздный ветер, а также З. а. пульсирующих звёзд, эруптивных переменных звёзд и те участки З. а., где происходят хромосферные вспышки и некоторые другие активные процессы.

Магн. поля и дифференциальное вращение звёзд приводят к сложной неоднородной и динамичной структуре З. а. и многообразным проявлениям звёздной активности (см. ниже). Магн. поля, вероятно, являются осн. источником энергии в верх. частях З. а. многих типов. Они же, по-видимому, ответственны за исключительное своеобразие хим. состава атмосфер магнитных звёзд и крайне необычные физ. условия в атмосферах и магнитосферах нейтронных звёзд.

2. Нижняя атмосфера

В *фотосферах* практически всегда абсолютно доминирует радиац. перенос энергии. Его эффективность определяется коэф. непрозрачности (суммой коэф. поглощения и рассеяния) атмосферы, зависящим для фотонов каждой частоты от хим. состава, темп-ры и плотности газа. Последние зависят от $T_э$ и ускорения силы тяжести g в З. а. Величины $T_э$ и g вместе с составом З. а. являются гл. параметрами, определяющими свойства фотосфер. Это обстоятельство находит отражение в возможности использовать двумерную классификацию звёзд по спектральным классам, связанным с эффективными температурами звёзд, и *светимости классам* (разные g), а также деление звёзд на звёздные населения, различающиеся относительным содержанием (по отношению к водороду и гелию) «тяжёлых» элементов (углерода и др.; см. *Галактика*).

В фотосферах звёзд устанавливается распределение темп-ры, падающее наружу, и распределение плотности, определяемое *барометрической формулой*. Характерная толщина фотосферы ΔR определяется длиной свободного пробега фотонов в слое с оптич. глубиной (толщиной) $\tau=1$. Она близка к величине шкалы высот в фотосфере, тем самым пропорциональна темп-ре T и обратно пропорциональна гравитац. ускорению g, т. е. при заданной массе пропорциональна радиусу звезды R. Для большинства звёзд $\Delta R/R\ll 1$, напр.: $\Delta R/R\sim 10^{-3}$ для горячих звёзд гл. последовательности; $\sim 10^{-3}$—10^{-4} для красных карликов, красных гигантов и сверхгигантов; $\sim 10^{-5}$ для белых карликов и ещё меньше для нейтронных звёзд. Исключением являются *Вольфа — Райе звёзды*, звёзды типа P Cyg и др. звёзды с очень сильным истечением вещества, для к-рых $\Delta R\sim R$.

На непрерывный спектр звезды в области его максимума накладываются скачки (резкие изменения интенсивности с частотой; рис. 1), возникающие на границах спектральных серий наиб. обильных атомов. Основными являются *бальмеровский скачок* (ок. 3650 Å) и лаймановский скачок (ок. 912 Å). Поскольку в фотосфере градиент темп-ры направлен внутрь звезды, наблюдаемое излучение оказывается слабее в тех областях, где ниже прозрачность фотосферы (в областях спектра, где З. а. наиболее прозрачна, видно излучение, испускаемое более глубокими и горячими слоями). Этим определяется характер скачков, а также тот факт, что спектральные линии обычно видны в поглощении. Градиент темп-ры в З. а. приводит также к явлению потемнения к краю диска звезды, изучаемому по покрытию диска одной звезды другой звездой в затменных двойных системах.

В разных спектральных диапазонах уровень формирования непрерывного спектра ($\tau\approx 1$) находится на разных геом. глубинах. Для коротковолновой области спектра (где относительно велико поглощение на ионах металлов) и для длинноволновой (где велико тормозное поглощение) уровень формирования непрерывного спектра может лежать в хромосфере (рис. 2), в к-рой градиент темп-ры направлен наружу, что приводит к увеличению яркости к краю диска и возникновению эмиссионных линий. Для звёзд с наиб. развитыми хромосферами (напр., звёзд типа T Tau) это имеет место и в видимом диапазоне — вблизи максимума спектра излучения. Эмиссионные линии возникают также в звёздах с протяжёнными околозвёздными оболочками, эффективно рассеивающими в спектральных линиях излучение фотосферы.

В тесных двойных звёздах существен эффект облучения атмосферы одного компонента излучением другого (т. н. эффект отражения). В случаях маломассивных двойных рентг. источников (см. *Рентгеновская астрономия*, *Рентгеновские пульсары*) облучение рентг. компонентом оптич. компонента может привести к различию темп-ры точек фотосферы последнего в неск. раз. В результате в процессе орбитального вращения наблюдается сильная переменность спектрального класса [в случае HZ Her от F ($T_э\approx 8000$ К) до B ($T_э\approx 20\,000$ К)]. Кроме того, в тесных двойных звёздах нередки потоки масс с одного компонента на другой и др. эффекты, резко усложняющие гидродинамику З. а. и их спектральные проявления. Важную информацию о таких звёздах, а также о звёздах с сильными магн. полями несёт поляризация излучения.

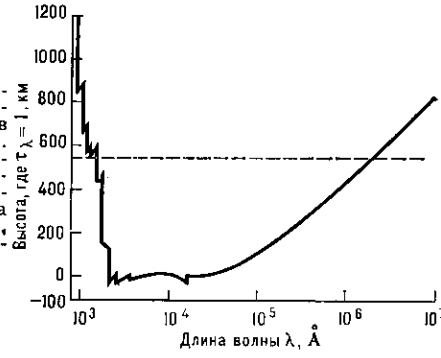


Рис. 2. Уровни формирования непрерывного спектра в атмосфере Солнца. Над штриховой прямой градиент температуры положителен (температура растёт с высотой), под прямой — отрицателен.

3. Верхняя атмосфера

Как следует из наблюдений, у Солнца и большинства звёзд темп-ра, убывающая наружу в фотосфере, проходит через минимум в т. н. обращающем слое и далее возрастает, достигая значений 10^6—10^7 К. Это означает, что радиац. нагрев не является доминирующим источником энергии в верх. слоях З. а. Там, по-видимому, преобладает диссипация энергии магн.

поля звёзд, а также акустич. энергии, вырабатываемой конвективными движениями в подфотосферных слоях З. а. У звёзд с $T_э \leqslant 8000$ К под фотосферой расположена *конвективная зона*, развитая тем больше, чем ниже $T_э$ звезды. В конвективной зоне преобладает механич. перенос вещества и энергии. В результате в ней генерируется акустич. шум. Малая доля энергии звезды (для Солнца $\sim 10^{-6}$) уходит в верх. слои З. а. в виде акустич. волн, преобразующихся в замагниченной плазме верх. частей З. а. в магнитогидродинамич. волны. Их затухание, как и диссипация магн. энергии, вызывает дополнит. нагрев верх. слоёв З. а. Выделяющаяся энергия мала по сравнению с энерговыделением звезды, но поскольку она распределяется на малое число частиц разреженной части З. а., среда может быть нагрета до миллионов кельвинов.

Верх. слои З. а. оптически тонки для большей части собств. излучения. Поэтому тепловой баланс там определяется объёмным охлаждением и нагревом. В таких условиях космич. плазма из-за тепловой неустойчивости распадается на слой с $T \approx (1-5)\cdot 10^4$ К, охлаждающийся в линиях наиб. обильных элементов — водорода и гелия и слой с $T \geqslant 10^6$ К. Слой с $T \approx 10^4$ К лежит над фотосферой и получил назв. хромосферы. Внеш. слой с $T \geqslant 10^6$ К наз. короной. Между ними имеется тонкий слой, наз. переходной областью с резким перепадом темп-ры от 10^4 до $\sim 10^6$ К, где распределение темп-ры определяется теплопроводностью, т. е. поток тепла идёт сверху вниз.

Хромосферы звёзд излучают гл. обр. в резонансных спектральных линиях (в осн. в УФ-диапазоне), *короны звёзд* — в рентг. диапазоне. Переходная область характеризуется излучением резонансных линий широкого набора ионов гл. обр. в жёстком УФ-диапазоне (рис. 3).

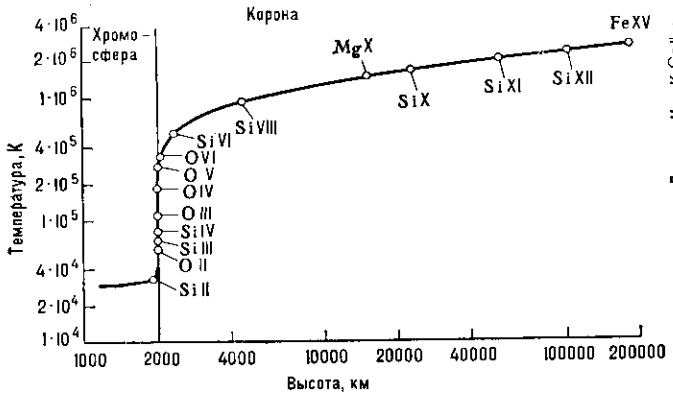


Рис. 3. Распределение температуры и стадий ионизации кислорода и кремния в переходной области между хромосферой и короной Солнца.

Внеш. атмосферы Солнца и, видимо, большинства звёзд крайне неоднородны. Вне области сильного *звёздного ветра* в верх. частях З. а. давление магн. поля, по-видимому, больше газового. В одних звёздах преобладают замкнутые магн. арки, поднимающиеся высоко над фотосферой, внутри к-рых газ уплотнён. В других — магн. силовые линии имеют в осн. открытый характер, что облегчает отток вещества и формирование звёздного ветра.

Для звёзд с наиб. сильным истечением [звёзды Вольфа—Райе, массивные протозвёзды, напр., IRC 10216 (см. *Звездообразование*), холодные звёзды с сильным истечением] значит. скорости истечения наблюдаются уже в фотосфере. В холодных звёздах с сильным истечением темп-ра падает наружу в такой степени, что в оттекающих оболочках образуется широкий набор молекул, наблюдаемых по радиоизлучению (см. *Молекулы в атмосферах и оболочках звёзд*), и, в частности, по мазерному (молекулы OH, H_2O, SiO; см. *Мазерный эффект в космосе*). В них происходит образование пылинок, выбрасываемых затем в межзвёздную среду (см. *Межзвёздная пыль*). Иногда в З. а. пылеобразование идёт столь сильно, что оптич. излучение звезды ослабляется в десятки и тысячи раз на время от неск. дней до неск. лет.

4. Проявления звёздной активности

В атмосферах Солнца и др. звёзд происходит обширный класс нестационарных процессов, имеющих широкий спектр наблюдательных проявлений. По аналогии с *солнечной активностью* они объединяются общим термином «звёздная активность». Её удаётся наблюдать в оптич. континууме (непрерывном спектре) в виде тёмных пятен на Солнце и звёздах [последние обнаруживаются гл. обр. по переменности блеска при вращении звезды вокруг оси; см. рис. 4 (внизу)] и вспышек, наиб. ярко проявляющихся в красных карликовых (звёздах см. *Вспыхивающие звёзды*). Механизмы и проявления вспышек на звёздах аналогичны таковым для *вспышек на Солнце*. Интенсивности излучения хромосфер и корон звёзд испытывают квазипериодич. вариации с периодами порядка десяти лет, что резко сказывается на интенсивности УФ- и рентг. линий, а также на переменности линий H и K CaII (рис. 4).

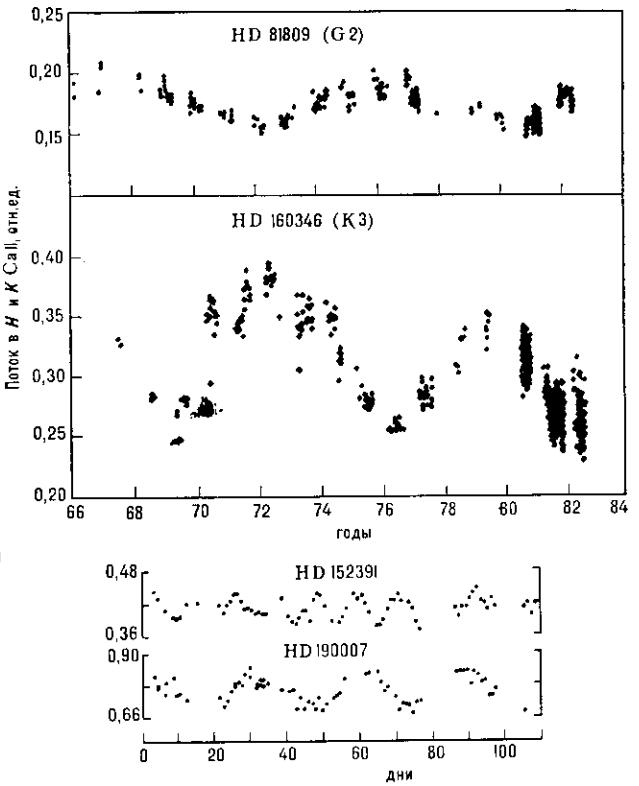


Рис. 4. Наблюдения циклов активности по излучению в фиолетовых линиях H и K CaII для двух звёзд (вверху). Приведены номера звёзд по каталогу HD и спектральные классы (в скобках). Внизу показаны изменения блеска (в относительных единицах) аналогичных звёзд в тех же линиях, возникающие вследствие осевого вращения.

Звёздная активность тесно связана с наличием конвективной зоны в подфотосферной области и вращением звезды вокруг оси. Чем сильнее развита конвективная зона и чем быстрее вращение звезды, тем интенсивнее активные процессы. Наиб. интенсивны они на молодых, ещё не замедливших вращение звёздах (типа T Tau) и в тесных двойных звёздах поздних спектральных классов (типа RS CVn). Темп-ры корон таких звёзд

10^7—10^8 К, у них наблюдается сильная вспышечная переменность рентг. излучения.

На звёздах ранних спектральных классов активные процессы не столь заметны на ярком фоне излучения звезды, но также наблюдаются по нетепловому радиоизлучению.

Лит.: Унзольд А., Физика звездных атмосфер, пер. с нем., М., 1949; Звездные атмосферы, под ред. Дж.-Л. Гринстейна, пер. с англ., М., 1963; Соболев В. В., Курс теоретической астрофизики, 3 изд., М., 1985; Иванов В. В., Перенос излучения и спектры небесных тел, М., 1969; Kurucz R., Model atmospheres for G, F, A, B and O stars, «Astrophys. J. Suppl. Ser.», 1979, v. 40, p. 1; Грей Д., Наблюдения и анализ звездных фотосфер, пер. с англ., М., 1980; Михалас Д., Звездные атмосферы, пер. с англ., ч. 1—2, М., 1982; Thomas R. N., Stellar atmospheric structural patterns, P.— Wash., 1983; Климишин И. А., Ударные волны в оболочках звезд, М., 1984; Гурзадян Г. А., Звездные хромосферы, М., 1984; M-stars, ed. by H. R. Johnson, F. Querci, Wash.— P., 1985.

Н. Г. Бочкарев.

ЗВЁЗДНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ — относительные единицы измерения *блеска* звёзд и др. астрономич. объектов (планет, галактик, спутников и др.).

Ещё Гиппарх (Hipparchos), а за ним и Птолемей (Ptolemáios) разделили звёзды, видимые простым глазом, на шесть величин, отнеся к 1-й наиб. яркие, а к 6-й — наиб. слабые звёзды. Слово «величина», по всей вероятности, возникло вследствие ошибочного убеждения в том, что яркие звёзды обладают большими размерами, слабые — малыми. Несмотря на то, что эта терминология ошибочна и блеск звезды кроме размеров зависит также от яркостной темп-ры, расстояния и др. параметров, термин «З. в.» сохранился до настоящего времени. Более того, это понятие распространилось на др. астрономич. объекты, блеск к-рых тоже часто выражают в З. в. Совр. определение З. в. m следующее:

$$m = -2{,}5 \lg \int_0^\infty E_\lambda f_\lambda d\lambda + C. \qquad (1)$$

Здесь E_λ — *освещённость*, λ — длина волны, f_λ — спектральная чувствительность (кривая реакции) регистрирующей аппаратуры, C — постоянная, задающая нуль-пункт системы величин. Коэф. —2,5 определяет шкалу З. в. и наз. коэффициентом Погсона. Знак минус указывает на то, что при увеличении блеска З. в. уменьшаются. Величина f_λ равна произведению *спектральной чувствительности* приёмника излучения и *пропускания коэффициента (отражения коэффициента)* оптич. элементов регистрирующей аппаратуры (фотометра) и телескопа.

Земная атмосфера поглощает значит. долю энергии, приходящей от астрономич. объектов (см. *Прозрачность земной атмосферы*). Поглощение при этом сильно зависит от λ, зенитного расстояния объекта, высоты обсерватории над уровнем моря и состояния атмосферы. Чтобы не связывать понятие З. в. с этими меняющимися параметрами условий наблюдения, измерения обычно исправляют за атм. *экстинкцию*. В этом случае E_λ в ф-ле (1) обозначает распределение энергии в спектре за пределами земной атмосферы, а соответствующие значения m наз. внеатмосферными З. в.

В зависимости от вида кривой реакции f_λ различают след. системы З. в. Если f_λ вырождается в δ-функцию, З. в. наз. монохроматическими. В случае когда f_λ постоянна по спектру, т. е. не зависит от λ, система З. в. наз. болометрической. Во всех других случаях мы имеем дело с гетерохромными системами З. в., к-рые в астрономии получили наиб. широкое распространение. Ещё в начале 20 в. были созданы обширные каталоги, содержащие сотни тыс. звёзд с измерениями гетерохромных величин в системе чувствительности несенсибилизированных фотографич. пластинок (фотографические З. в.), в системе чувствительности человеческого глаза (визуальные З. в.), а также в разнообразных системах сенсибилизированных фотографич. пластинок (напр., фотовизуальные З. в.). Созданы десятки новых гетерохромных и монохроматич. систем З. в., покрывающих широкий спектральный диапазон: от рентгеновского до далёкого ИК. При этом измерения проводят обычно не в одной, а сразу в неск. спектральных полосах, покрывающих разные участки спектра,— в т. н. фотометрич. системах (см. *Астрофотометрия*), содержащих от двух до десятков полос. Разнообразие систем З. в. связано с тем, что спектральный состав излучения астрономич. объектов меняется в очень широких пределах и для определения физ. природы исследуемого объекта требуется его изучение в разных участках спектра.

Системы З. в. обычно нормируются т. о., чтобы для белых звёзд *спектрального класса* A0V З. в. в разных полосах были равны друг другу. Это достигается соответствующим выбором постоянной в ф-ле (1). Разность З. в. m_1 и m_2 одной и той же звезды в двух разных полосах 1 и 2, имеющих кривые реакции $f_{1\lambda}$ и $f_{2\lambda}$, наз. колор-индексом CI (показателем цвета):

$$\mathrm{CI} = m_1 - m_2 = -2{,}5 \lg \frac{\int_0^\infty E_\lambda f_{1\lambda} d\lambda}{\int_0^\infty E_\lambda f_{2\lambda} d\lambda} + C_1 - C_2.$$

Колор-индексы звёзд являются индикаторами их темп-ры.

Болометрич. З. в. m_b введены для измерения потока эл.-магн. излучения от астрономич. объектов во всём интервале длин волн. Они выражают внеатмосферный блеск объектов при их измерении с помощью неселективных приёмников излучения и оптики. Таких приёмников и оптики в действительности нет, поэтому величины m_b — вычисляемые, а не наблюдаемые. Учитывая постоянство f_λ в ф-ле (1), получим:

$$m_b = -2{,}5 \lg \int_0^\infty E_\lambda \, d\lambda + C_b. \qquad (2)$$

Постоянная C_b выбирается из условия равенства m_b и визуальных З. в. V для непокрасневших звёзд (см. *Межзвёздное поглощение*) спектрального класса F5V:

$$(m_b - V)|_{\mathrm{F5V}} \equiv 0, \qquad (3)$$

где $V = -2{,}5 \lg \int_0^\infty E_\lambda f_\lambda^V d\lambda + C_V$, f_λ^V — кривая реакции системы V, C_V — известная постоянная, задающая нуль-пункт визуальных величин V. Нек-рые авторы принимают другое условие для определения C_b, а именно: $(m_b - V)|_{\mathrm{G2V}} = 0$. Эти шкалы отличаются незначительно (на $\approx 0{,}07^m$).

Болометрической поправкой BC наз. разность между болометрич. и визуальной З. в.:

$$BC = m_b - V.$$

С учётом (2) и (3):

$$BC = -2{,}5 \lg \frac{\int_0^\infty E_\lambda \, d\lambda}{\int_0^\infty E_\lambda f_\lambda^V d\lambda} \cdot \frac{\int_0^\infty E_\lambda^{\mathrm{F5V}} f_\lambda^V d\lambda}{\int_0^\infty E_\lambda^{\mathrm{F5V}} d\lambda}. \qquad (4)$$

Болометрич. поправки для звёзд F5V, по определению, равны нулю, для др. звёзд и объектов значения BC отрицательны. Напр., для наиб. голубых звёзд (O5V)

и наиб. красных звёзд (M8V) $BC \approx -4{,}0^m$. Т. о., при одинаковом блеске в полосе V полный (интегральный по всему спектру) поток от звезды M8V будет в сорок раз больше, чем от F5V. Болометрич. З. в. и поправки определяются полуэмпирически. В доступных для наблюдения спектральных диапазонах в ф-лы (2) и (4) подставляются измеренные значения $E\lambda$. Для этой цели привлекаются также результаты внеатмосферных измерений в УФ-области спектра. Для недоступных измерению спектральных областей значения $E\lambda$ интерполируются и экстраполируются. Болометрич. поправки позволяют определить болометрич. светимости тех звёзд, для к-рых известны абс. З. в.

Видимый блеск звезды зависит как от её *светимости*, так и от расстояния до неё и величины межзвёздного поглощения. Поэтому видимая З. в., определяемая ф-лой (1), ничего не говорит об общей энергии, излучаемой звездой. Для характеристики истинной светимости звезды введено понятие а б с о л ю т н о й З. в., к-рая определяется как З. в., к-рую имела бы звезда, если её наблюдать со стандартного расстояния в 10 пк. Как и видимые, абс. З. в. могут быть монохроматическими, болометрическими, визуальными и др. Связь между соответствующими видимыми m и абс. M З. в. выражается ф-лой:

$$m = M + 5 \lg r - 5 + A,$$

где r — расстояние до звезды, пк; A — величина межзвёздного поглощения (межзвёздной экстинкции).

Х. Ф. Халиуллин.

ЗВЁЗДНЫЕ СКОПЛЕ́НИЯ — гравитационно связанные группировки звёзд одинакового возраста и совместного происхождения. Различают шаровые скопления (ШС) и рассеянные скопления (РС). В Галактике ШС отличаются от РС не столько внеш. видом (бедные звёздами ШС очень похожи по виду на рассеянные), сколько бо́льшим возрастом и характерным для старых звёздных систем хим. составом.

Шаровые скопления. Типичное ШС имеет характерный шарообразный вид; в ряде случаев оно может быть неск. сплюснутым. В ШС выделяют компактное ядро, концентрация звёзд в к-ром достигает 10^4—10^5 пк$^{-3}$, промежуточную зону с резким падением концентрации и разреженную, но обширную и массивную корону. Звёзды ШС движутся в регулярном гравитац. поле, создаваемом всей массой скопления, изредка испытывая тесные сближения с соседними звёздами и при этом резко меняя скорость. Звёзды ядра пополняют корону и затем из-за возмущений со стороны Галактики покидают скопление; его масса непрерывно уменьшается. В Галактике известно 142 ШС. Они встречаются во всём объёме Галактики и сильно концентрируются к её ядру. Полное число ШС (многие из к-рых из-за поглощения света пылевой материей в диске Галактики не видны), согласно оценкам, $\sim$ 300—500. Из-за большой удалённости от Солнца (до ближайшего ШС не менее 2 кпк) ШС являются сложными для изучения объектами. Пространств. скорости подавляющего большинства ШС неизвестны. Для них определены лишь лучевые скорости порядка 100—200 км/с (хаотич. скорости звёзд в самих ШС $\sim$ 1—10 км/с). ШС движутся по сильно вытянутым орбитам, многие из них приближаются к центру Галактики на расстояние порядка 2—3 кпк. Как по пространств. распределению, так и по кинематич. характеристикам ШС — типичные представители галактич. гало (см. *Галактика*). ШС являются одними из старейших объектов Галактики. Их возраст, вероятно, заключён в пределах от 5 до 15 млрд. лет.

Массы ШС различаются примерно в 100 раз — от $10^4\,M_\odot$ до $10^6\,M_\odot$, а интегральные (полные) светимости — от $2 \cdot 10^4\,L_\odot$ до $2 \cdot 10^6\,L_\odot$ ($M_\odot$ и $L_\odot$ — соответственно масса и светимость Солнца). Наряду с гигантскими молекулярными облаками ШС — самые массивные образования в Галактике. Их диаметры 20—150 пк, причём скопления в центральных областях Галактики, как правило, более компактны.

Ярчайшие звёзды ШС находятся на поздних эволюц. стадиях (после ухода с гл. последовательности на *Герцшпрунга—Рессела диаграмме*, когда в звёздных ядрах уже закончились термоядерные реакции с участием водорода). Их массы около 0,8 $M_\odot$. Однако светимости подавляющей части звёзд малы, они находятся на стадии гл. последовательности, их массы меньше 0,7—0,8 $M_\odot$.

Одна из важнейших особенностей ШС — в среднем низкое содержание тяжёлых хим. элементов (расположенных в таблице Менделеева после гелия) в веществе звёзд, или низкая металличность. Металличность наиб. богатых тяжёлыми элементами ШС близка к солнечной, с другой стороны, есть ШС с металличностью в 100 раз меньшей. Концентрация тяжёлых элементов отражает процесс формирования ШС: самые старые из них образовались из среды, имевшей практически первичный хим. состав (водород, гелий), тогда как ко времени образования более молодых ШС газопылевая материя была уже обогащена тяжёлыми элементами — продуктами быстрой эволюции массивных звёзд.

В ШС известно около 3000 переменных звёзд разл. типов. В ядрах 17 наиб. плотных ШС обнаружены рентг. источники (вспыхивающие, переменные). Их связывают с тесными двойными системами с нейтронной звездой или чёрной дырой в качестве одного из компонентов, окружённой аккреционным диском.

По-видимому, ШС являются типичным населением и многих др. галактик, в том числе Магеллановых Облаков, карликовых эллиптич. галактик, спиральной галактики в Андромеде (M 31). В нек-рых гигантских эллиптич. галактиках их число достигает неск. тысяч.

Рассеянные скопления являются сравнительно молодыми объектами с возрастом обычно от 10^6 до 10^9 лет. По массе и размерам они значительно уступают ШС. Как правило, в РС насчитывается от неск. сотен до неск. тыс. звёзд (общая масса порядка 100—3000 $M_\odot$, диам. 1—10 пк). Большинство звёзд в РС находится на эволюц. стадии гл. последовательности. В отличие от ШС среди них есть массивные горячие звёзды со светимостями до $10^4\,L_\odot$ и более. В ряде РС есть красные гиганты (массивные звёзды, находящиеся на той же стадии эволюции, что и ярчайшие звёзды в ШС) и сверхгиганты. Из переменных звёзд встречаются долгопериодич. цефеиды с периодами от 1 до 11 сут, используемые в качестве индикатора расстояний, красные переменные гиганты и сверхгиганты, большое кол-во вспыхивающих звёзд типа UV Кита и др. Звёзды РС — это звёзды второго поколения в Галактике, они, как и Солнце, сравнительно богаты тяжёлыми хим. элементами. Диапазон металличностей РС значительно у́же, чем шаровых, являющихся объектами первого поколения.

В настоящее время известно ок. 1200 РС, а их общее число оценивается в десятки тысяч. РС образуют дисковую подсистему толщиной порядка 1 кпк. На высоких галактич. широтах они не встречаются. РС участвуют в общем галактич. вращении и движутся по слабо вытянутым орбитам. По своему пространств. распределению и кинематич. характеристикам они представляют собой типичное население диска Галактики или её плоской составляющей.

Среди РС есть и относительно старые объекты, т. н. старые рассеянные скопления возрастом более 1 млрд. лет (по оценкам, их примерно 10%). Подгруппа старых РС по многим характеристикам занимает промежуточное положение между РС и ШС. Их массы неск. выше, чем в среднем у РС, нек-рые из них даже по внеш. виду похожи на ШС. От других РС они отличаются и более вытянутыми орбитами, отклоняющимися от плоскости симметрии Галактики более чем на 1 кпк. Как и в

За исключением спектров белых карликов в большинстве звёздных спектральных линий преобладает многократное рассеяние света: радиац. переходы намного более вероятны, чем ударные. Это приводит к тому, что при количеств. анализе спектров прибегают в общем случае к весьма громоздким расчётам переноса излучения в спектральных линиях с перераспределением энергии по частоте.

Простейшим массовым методом определения параметров З. а. по спектральным линиям является метод *кривых роста*, позволяющий без знания профилей линий, по одним эквивалентным ширинам находить все осн. характеристики З. а., включая хим. состав. Для звёзд с детально изученными спектрами используют метод синтетич. спектра — метод сравнения с *наблюдениями теоретически рассчитанных спектров* с учётом наиб. важных (обычно многих тысяч) спектральных линий. Это позволяет уточнить все осн. параметры З. а. Более тонкие характеристики, такие, как вращение звезды, вертикальные движения, наличие пятен и т. д., определяют исследуя профили спектральных линий и их переменность.

Осн. часть атмосфер большинства звёзд находится в состоянии, близком к гидростатич. равновесию. Исключение составляют гл. обр. ниж. части фотосфер звёзд с $T_э<8000$ К, где важна роль конвекции, верх. части З. а., где формируется звёздный ветер, а также З. а. пульсирующих звёзд, эруптивных переменных звёзд и те участки З. а., где происходят хромосферные вспышки и некоторые другие активные процессы.

Магн. поля и дифференциальное вращение звёзд приводят к сложной неоднородной и динамичной структуре З. а. и многообразным проявлениям звёздной активности (см. ниже). Магн. поля, вероятно, являются осн. источником энергии в верх. частях З. а. многих типов. Они же, по-видимому, ответственны за исключительное своеобразие хим. состава атмосфер магнитных звёзд и крайне необычные физ. условия в атмосферах и магнитосферах нейтронных звёзд.

2. Нижняя атмосфера

В *фотосферах* практически всегда абсолютно доминирует радиац. перенос энергии. Его эффективность определяется коэф. непрозрачности (суммой коэф. поглощения и рассеяния) атмосферы, зависящим для фотонов каждой частоты от хим. состава, темп-ры и плотности газа. Последние зависят от $T_э$ и ускорения силы тяжести g в З. а. Величины $T_э$ и g вместе с составом З. а. являются гл. параметрами, определяющими свойства фотосфер. Это обстоятельство находит отражение в возможности использовать двумерную классификацию звёзд по спектральным классам, связанным с эффективными температурами звёзд, и *светимости классам* (разные g), а также деление звёзд на звёздные населения, различающиеся относительным содержанием (по отношению к водороду и гелию) «тяжёлых» элементов (углерода и др.; см. *Галактика*).

В фотосферах звёзд устанавливается распределение темп-ры, падающее наружу, и распределение плотности, определяемое *барометрической формулой*. Характерная толщина фотосферы ΔR определяется длиной свободного пробега фотонов в слое с оптич. глубиной (толщиной) $\tau=1$. Она близка к величине шкалы высот в фотосфере, тем самым пропорциональна темп-ре T и обратно пропорциональна гравитац. ускорению g, т. е. при заданной массе пропорциональна радиусу звезды R. Для большинства звёзд $\Delta R/R\ll 1$, напр.: $\Delta R/R\sim 10^{-3}$ для горячих звёзд гл. последовательности; $\sim 10^{-3}$—10^{-4} для красных карликов, красных гигантов и сверхгигантов; $\sim 10^{-5}$ для белых карликов и ещё меньше для нейтронных звёзд. Исключением являются *Вольфа — Райе звёзды*, звёзды типа P Cyg и др. звёзды с очень сильным истечением вещества, для к-рых $\Delta R\sim R$.

На непрерывный спектр звезды в области его максимума накладываются скачки (резкие изменения интенсивности с частотой; рис. 1), возникающие на границах спектральных серий наиб. обильных атомов. Основными являются *бальмеровский скачок* (ок. 3650 Å) и лаймановский скачок (ок. 912 Å). Поскольку в фотосфере градиент темп-ры направлен внутрь звезды, наблюдаемое излучение оказывается слабее в тех областях, где ниже прозрачность фотосферы (в областях спектра, где З. а. наиболее прозрачна, видно излучение, испускаемое более глубокими и горячими слоями). Этим определяется характер скачков, а также тот факт, что спектральные линии обычно видны в поглощении. Градиент темп-ры в З. а. приводит также к явлению потемнения к краю диска звезды, изучаемому по покрытию диска одной звезды другой звездой в затменных двойных системах.

В разных спектральных диапазонах уровень формирования непрерывного спектра ($\tau\approx 1$) находится на разных геом. глубинах. Для коротковолновой области спектра (где относительно велико поглощение на ионах металлов) и для длинноволновой (где велико тормозное поглощение) уровень формирования непрерывного спектра может лежать в хромосфере (рис. 2), в к-рой градиент темп-ры направлен наружу, что приводит к увеличению яркости к краю диска и возникновению эмиссионных линий. Для звёзд с наиб. развитыми хромосферами (напр., звёзд типа T Tau) это имеет место и в видимом диапазоне — вблизи максимума спектра излучения. Эмиссионные линии возникают также в звёздах с протяжёнными околозвёздными оболочками, эффективно рассеивающими в спектральных линиях излучение фотосферы.

В тесных двойных звёздах существен эффект облучения атмосферы одного компонента излучением друг-

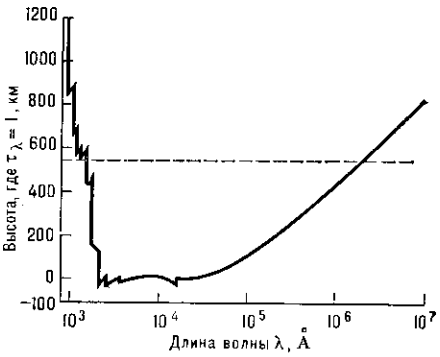


Рис. 2. Уровни формирования непрерывного спектра в атмосфере Солнца. Над штриховой прямой градиент температуры положителен (температура растёт с высотой), под прямой — отрицателен.

того (т. н. эффект отражения). В случаях маломассивных двойных рентг. источников (см. *Рентгеновская астрономия*, *Рентгеновские пульсары*) облучение рентг. компонентом оптич. компонента может привести к различию темп-ры точек фотосферы последнего в неск. раз. В результате в процессе орбитального вращения наблюдается сильная переменность спектрального класса [в случае HZ Her от F ($T_э\approx 8000$ К) до B ($T_э\approx 20\,000$ К)]. Кроме того, в тесных двойных звёздах нередки потоки масс с одного компонента на другой и др. эффекты, резко усложняющие гидродинамику З. а. и их спектральные проявления. Важную информацию о таких звёздах, а также о звёздах с сильными магн. полями несёт поляризация излучения.

3. Верхняя атмосфера

Как следует из наблюдений, у Солнца и большинства звёзд темп-ра, убывающая наружу в фотосфере, проходит через минимум в т. н. обращающем слое и далее возрастает, достигая значений 10^6—10^7 К. Это означает, что радиац. нагрев не является доминирующим источником энергии в верх. слоях З. а. Там, по-видимому, преобладает диссипация энергии магн.

виде акустических и магнитогидродинамических волн. Диссипация энергии волн во внеш. разреженных слоях звезды приводит к их разогреву и образованию короны, в к-рой темп-ра достигает 10^6—10^7 К. Расширение короны вызывает З. в. со скоростью порядка сотен км/с и потоком массы $\dot{M}$ от 10^{-14} $M_\odot$/год у звёзд типа Солнца до $\sim 10^{-8}$ $M_\odot$/год у звёзд типа Т Тельца. Важнейшую роль в формировании короны и ветра у этих звёзд, по-видимому, играют явления, связанные с магн. полем (МГД-волны, нагрев при аннигиляции магн. поля).

У горячих О-, В- и *Вольфа—Райе звёзд* ускорение вещества происходит из-за мощного *давления света*, в осн. в сильных спектральных линиях элементов тяжелее гелия. Скорости здесь порядка неск. тысяч км/с, а потоки массы 10^{-7}—10^{-5} $M_\odot$/год.

Реалистич. описание истечения вещества в З. в. должно учитывать процессы излучения, теплопроводности, действие силы лучистого давления в случаях большой и малой *оптической толщины*, нагрев за счёт диссипации волн и омич. диссипации магн. поля (см. *Магнитная гидродинамика*). При наличии достаточно сильного магн. поля может оказаться важным его воздействие на динамику З. в. Все эти факторы существенно изменяют параметры истекающего газа, но сохраняют качеств. картину (рис. 2), осн. свойством к-рой является переход через скорость звука. Внеатмосферные (рентгеновские и УФ) наблюдения звёзд привели к существ. пересмотру роли нетепловых процессов в атмосферах звёзд с конвективными оболочками, в к-рых наблюдаемая доля нетеплового потока энергии достигает $\sim$ 10% от полного потока. Значит. часть этой энергии уносится З. в. Теория нетеплового нагрева корон и формирования З. в. в условиях развитой конвекции при наличии магн. поля только начинает разрабатываться.

Взаимодействие мощного ветра горячих звёзд с *межзвёздной средой* приводит к образованию сферич. оболочки вокруг них, состоящей из вещества З. в. и нагребённого вещества межзвёздной среды. Такие оболочки известны вокруг нек-рых звёзд типа Вольфа—Райе с кон. 60-х гг. Недавно советскими учёными были обнаружены аналогичные оболочки вокруг О- и В-*сверхгигантов*. Дальнейшие наблюдения этих оболочек дадут информацию о путях формирования горячих массивных звёзд, истечение вещества из к-рых (на стадии их рождения) могло быть гораздо сильнее наблюдаемого в настоящее время.

Лит.: Соболев В. В., Движущиеся оболочки звезд, Л., 1947; Паркер Е., Динамические процессы в межпланетной среде, пер. с англ., М., 1965; Mass-loss and evolution of O-type stars, Dordrecht—[a. o.], 1979. *Г. С. Бисноватый-Коган.*

ЗВЁЗДНЫЙ ИНТЕРФЕРО́МЕТР — см. *Интерферометр звёздный.*

ЗВЕЗДООБРАЗОВА́НИЕ — процесс превращения облаков разреженного газа в плотные самосветящиеся газовые шары — *звёзды*. З. заключается в постепенном сжатии под действием собственной гравитац. силы определ. объёма межзвёздного газа до значений темп-ры и плотности, достаточных для возникновения *термоядерных реакций* в центре образовавшегося сгустка и прекращения дальнейшего сжатия. Образовавшаяся звезда достигает гл. последовательности (см. *Герцшпрунга—Ресселла диаграмма*) и начинает термоядерный этап своей эволюции (см. *Эволюция звёзд*). Процесс З. можно разделить на неск. стадий.

1. Фрагментация газового облака. Первоначально однородное достаточно протяжённое облако межзвёздного газа распадается на фрагменты вследствие *гравитационной неустойчивости*. Масса фрагментов M_J определяется критерием неустойчивости Джинса:

$$M_J \sim v_{зв}^3 \left(\frac{\pi}{G}\right)^{3/2} \rho^{-1/2},$$

где $v_{зв}$ — изотермич. скорость звука в газе, G — *гравитационная постоянная*, ρ — плотность газа. В типичных молекулярных облаках межзвёздного газа с концентрацией молекул водорода $\sim 10^5$ см$^{-3}$ и темп-рой $\approx$10 К ($v_{зв} \approx 0{,}3$ км/с) масса Джинса M_J в неск. раз превышает массу Солнца $M_\odot = 1{,}99 \cdot 10^{33}$ г. Фрагменты облаков с $M > M_J$ будут сжиматься, образуя протозвёзды. Гравитац. неустойчивость может быть стимулирована внеш. давлением, вызванным ударными волнами от вспышек *сверхновых звёзд*, давлением ионизац. фронтов, волнами плотности в *спиральных галактиках*, столкновением облаков и др. причинами.

2. Гравитационный коллапс. В сферически-симметричном однородном газовом облаке должен происходить т. н. гомологич. *гравитационный коллапс*, когда все слои облака сжимаются к его центру одновременно. Однако за счёт градиента давления внеш. слои будут отставать от внутренних, к-рые по истечении определ. времени образуют плотное внутр. ядро с массой ок. $0{,}01 M_\odot$. Внеш. слои, образующие протяжённую оболочку, будут продолжать падать на ядро, увеличивая его массу. Эту стадию называют также стадией *аккреции* вещества ядром.

3. Превращение в звезду. Ядро, находящееся в гидростатич. равновесии, медленно сжимается и разогревается до тех пор, пока не начнутся термоядерные реакции. Выделяющаяся в термоядерных реакциях энергия нагревает вещество ядра, давление увеличивается и сжатие ядра прекращается. Образовавшаяся звезда начинает спокойную эволюцию на стадии гл. последовательности. При достаточно большой нач. массе фрагмента превращение в звезду может произойти и до окончания стадии аккреции. В этом случае ядро наберёт достаточную для начала термоядерных реакций массу, хотя ещё значит. часть вещества находится в оболочке. Возросшее излучение звезды (*давление света*) остановит дальнейшую аккрецию, и вокруг звезды останется плотная оболочка — кокон. При малой массе фрагмента (составляющей неск. $M_\odot$, но достаточной для его гравитац. коллапса) аккреция прекратится лишь тогда, когда будет полностью исчерпано вещество оболочки. Затем ядро будет постепенно сжиматься, образуя объект типа звезды Т Тельца (см. *Звёзды*).

Вращение газового облака и магн. поле, присутствующее в межзвёздном газе, могут препятствовать гравитац. коллапсу (сказывается действие центробежных сил и давление магн. поля). Эти факторы существенны при образовании звёзд малой массы. При сжатии ядра протозвезды увеличивается его скорость вращения, в конце концов наступит момент, когда сжатие на экваторе остановится. Но при наличии магн. поля, выходящего из ядра в оболочку, угловой момент ядра через посредство магн. поля может передаваться оболочке, благодаря чему сжатие ядра не прекращается. При этом оболочка из-за вращения принимает форму диска. При достаточно быстром вращении газового облака ядро не образуется, а всё вещество собирается в диске. Диск может распасться на две части и большее число частей, из к-рых впоследствии образуются двойные или кратные звёзды.

Астр. наблюдения подтверждают изложенную теоретич. картину З. след. фактами: обнаружены плотные молекулярные облака в межзвёздной среде с темп-рой и плотностью, соответствующими критерию Джинса, и источники ИК-излучения в молекулярных облаках, к-рые могут быть протозвёздами; вокруг молодых массивных звёзд найдены компактные зоны ионизованного газа, возможно — остатки звёздных коконов; выявлены звёзды типа Т Тельца и доказано, что они ещё не достигли стадии гл. последовательности; обнаружены плотные молекулярные диски и биполярное истечение вещества, связанные со звёздами типа Т Тельца.

З. в галактиках имело макс. скорость в начале их существования. В сфероидальных и эллиптич. галактиках процесс З. в связи с исчерпанием газа практически прекратился, в то время как в спиральных и неправильных галактиках, содержащих значит. кол-во межзвёздного газа, З. продолжается и сейчас. По оценкам, в Галактике ежегодно образуется неск. звёзд с массой $M \sim M_\odot$. Повышенная (на порядок и больше) интенсивность З. наблюдается во внутр. областях нек-рых галактик. Это явление наз. в с п ы ш к о й З.

Межзвёздный газ, израсходованный на образование звёзд, частично возвращается в межзвёздную среду на заключит. стадиях звёздной эволюции. Обогащённый тяжёлыми элементами, синтезированными в недрах звёзд (см. *Нуклеосинтез*), этот газ может снова включиться в процесс З. Различают звёзды разных поколений в зависимости от того, сколько раз вошедший в их состав межзвёздный газ участвовал в циклах З.; напр., первые звёзды сферич. составляющей Галактики образовались из первичного газа, содержащего только водород (75% по массе) и гелий (25%), в то время как звёзды последующих поколений образовались из газа, содержавшего весь набор тяжёлых элементов (см. *Распространённость элементов*). Считается, что Солнце — звезда третьего поколения, образовавшаяся ок. 5 млрд. лет назад. Самые старые звёзды Галактики имеют возраст 12—17 млрд. лет.

Лит.: Ш к л о в с к и й И. С., Звёзды: их рождение, жизнь и смерть, 3 изд., М., 1984; Физика космоса. Маленькая энциклопедия, 2 изд., М., 1986; К а п л а н С. А., П и к е л ь н е р С. Б., Физика межзвездной среды, М., 1979; М а р о ч н и к Л. С., С у ч к о в А. А., Галактика, М., 1984.

В. И. Слыш.

ЗВЁЗДЫ — гигантские светящиеся плазменные (газовые) шары, равновесие к-рых обеспечивается балансом между силой гравитации и давлением горячего вещества (газа) и излучения. С Земли даже в самые сильные телескопы все З. (за исключением Солнца) видны как светящиеся точки на фоне чёрного ночного неба. Потеря энергии З. на излучение компенсируется выделением в недрах З. ядерной энергии, гравитац. сжатием З., остыванием её вещества. Осн. часть излучающего наблюдаемого вещества во Вселенной заключена в З. Остальное известное вещество, существующее преим. в форме газа, активно взаимодействует со З., служит строительным материалом для новых поколений З. и способствует перемешиванию продуктов их эволюции — хим. элементов тяжелее гелия.



Схематизированная диаграмма Герцшпрунга — Ресселла (L — светимость звезды, T — эффективная температура).

Осн. источник информации о З.— их наблюдения во всех доступных диапазонах длин волн эл.-магн. излучения (10^{-3} Å$\leqslant\lambda\leqslant$10 м), в т. ч. с космич. аппаратов, позволивших устранить влияние земной атмосферы на результаты измерений.

Большинство З. сосредоточены в *галактиках* — гравитационно связанных комплексах З. размером 10^{22}—10^{23} см, содержащих 10^8—10^{12} звёзд в каждой. Примерно 10^{-3} от числа З. нашей *Галактики* включены в гравитационно связанные *звёздные скопления* — р а с с е я н н ы е и ш а р о в ы е. Практически все З. входят в состав двойных звёзд или звёздных систем более высокой кратности. В наиб. тесных двойных звёздных системах приливные силы могут придавать З. несферич. форму (эллипсоидальную, грушевидную и др.). Диапазон характерных масс З. составляет 0,1—100 $M_\odot$ (масса Солнца $M_\odot \approx 2\cdot10^{33}$ г). В З. с массой $M < \sim 0{,}1\ M_\odot$ невозможно термоядерное горение водорода, а З. с $M > \sim 100\ M_\odot$ неустойчивы. Светимость З. изменяется в широком диапазоне: $(10^{-3}$—$10^6)L_\odot$ (светимость Солнца $L_\odot \approx 4\cdot10^{33}$ эрг/с). Радиусы звёзд $\sim(10^{-2}$—$10^3)R_\odot$ (радиус Солнца $R_\odot \approx 6{,}96\cdot10^{10}$ см). Хим. состав вещества оболочек большинства З.: 75% водорода, 23% гелия и ок. 2% более тяжёлых элементов (состав определяют спектроскопически). Хим. состав ядер З. может значит. отличаться от состава поверхностных слоёв, доступных наблюдениям (за счёт увеличения в недрах З. содержания Не и более тяжёлых элементов, синтезируемых в ходе термоядерных реакций). Ок. 1% всех З. обнаруживают значит. аномалии состава.

Традиц. методом изучения З. остаётся анализ их положения на *Герцшпрунга — Ресселла диаграмме* (рис.) (на основании данных об *эффективной температуре* $T_э$ излучения З. и её полной светимости L). Светимость L и темп-ра $T_э$ позволяют найти радиус излучающей поверхности — фотосферы З. с помощью ф-лы $4\pi\sigma T_э^4 R^2 = L$, где $\sigma \approx 5{,}75\cdot10^{-5}$ г·с$^{-3}$·К$^{-4}$ (см. *Стефана — Больцмана закон излучения*). Темп-ра $T_э$ З. может быть оценена неск. способами, напр. сравнением распределения энергии в спектре излучения З. с *Планка законом излучения* или по относит. интенсивностям спектральных линий разл. элементов, чувствительных к темп-ре. Светимости З. оцениваются по интегральному (на всех длинах волн) потоку излучения при известном расстоянии до них. Лучшим методом определения расстояния до звёзд остаётся измерение их параллакса (см. *Расстояний шкала*).

На диаграмме Герцшпрунга — Ресселла З. образуют неск. довольно чётких последовательностей, объяснение причин существования к-рых составляет одну из осн. задач совр. теории *эволюции звёзд*. Большинство З. (~ 90%) на диаграмме находится в пределах сравнительно узкой полосы ($\delta \lg L \leqslant 0{,}4$) — т. н. главной последовательности (ГП), простирающейся от З. со светимостью $L \sim 10^6\ L_\odot$, массой $M \sim 10^2\ M_\odot$ и радиусом $R \approx 30R_\odot$ до З. с $L \sim 10^{-3}L_\odot$, $M \sim 10^{-1}\ M_\odot$ и $R \sim 0{,}1R_\odot$. Надёжно установлено, что в их недрах происходит термоядерный синтез гелия из водорода, сопровождающийся выделением значит. энергии, к-рую З. затем излучает. Для З. ГП найдено, что их светимости L, радиусы R и времена жизни $t_{в.ж}$ являются однозначными ф-циями масс: $L/L_\odot \approx (M/M_\odot)^4$, $R/R_\odot \approx (M/M_\odot)^{0{,}7}$ и для З. с массами $M = 1$—$10\ M_\odot$ время $t_{в.ж} \approx 10^{10}\ (M_\odot/M)^3$ лет. Солнце также относится к З. ГП (З. солнечного типа наз. иногда жёлтыми карликами). Со стороны низких светимостей к З. ГП примыкают т. н. коричневые (тёмные) карлики с $M \leqslant 0{,}1M_\odot$. Темп-ра в их недрах недостаточна для осуществления термоядерных реакций. Излучают такие З. за счёт постепенного охлаждения их вещества. Обнаружение таких З. крайне осложнено низкой светимостью, поэтому не исключено, что часть невидимого гравитирующего вещества нашей Галактики и Вселенной в целом заключена в таких карликах, образовавшихся, вероятно,

в осн. на ранних стадиях эволюции Вселенной (см. *Скрытая масса*).

Со стороны холодных З. к ГП примыкают З.-гиганты. Их радиусы меняются в пределах $(1—100)R_\odot$, а светимости — $(1—1000)L_\odot$. Большинство З. этого типа имеют массу $M \approx 1M_\odot$. Ядра З.-гигантов состоят из гелия; водород горит в тонком слое (слоевом источнике энергии), окружающем вырожденное гелиевое ядро. Между ветвью гигантов и ГП находится горизонтальная ветвь, включающая З. с $L \approx 50L_\odot$ и $R \approx (0{,}3—10)R_\odot$. В ядрах этих З. горит гелий, времена их жизни $\sim 10^8$ лет.

Со стороны высоких светимостей к ветви гигантов примыкают красные З. т. н. асимптотич. ветви с $L \sim (10^3—10^4)L_\odot$ и $R \sim (10^2—10^3)R_\odot$. Исследование спектров З. асимптотич. ветви обнаружило значит. аномалии хим. состава их оболочек: повышенное обилие углерода и элементов — продуктов *s*-процесса (см. *Ядерная астрофизика*), образованных в недрах этих З. и вынесенных наружу конвекцией. Эти З. имеют вырожденное углеродно-кислородное ядро и окружающий ядро двойной слоевой источник энергии, в к-ром происходит последовательное превращение водорода в гелий и гелия в углерод и кислород. Время жизни З. асимптотич. ветви $\sim 10^6$ лет, а массы $(1—8)M_\odot$.

Самыми яркими красными З. являются красные сверхгиганты с $L \sim (10^4—10^6)L_\odot$ и $R \sim (10^2—10^3)R_\odot$. В ядрах большинства этих З. горит гелий. Время их жизни неск. сотен тысяч лет. Их эволюция заканчивается взрывом *сверхновых звёзд* второго типа.

К горячим З. ГП справа примыкают голубые сверхгиганты с $L \sim (10^4—10^6)L_\odot$, $R \approx (30—200)R_\odot$ и $M \sim (10—100)M_\odot$. В их недрах горит гелий и водород. Важным эволюц. фактором для наиб. ярких из них является истечение вещества из оболочки. Время жизни массивных З. на этой стадии $\sim 10^5—10^6$ лет. Слева от ГП к ярчайшим З. примыкают *Вольфа — Райе звёзды*, отличающиеся очень интенсивным истечением вещества (скорость потери массы до $10^{-4}\ M_\odot$ в год). Водород в атмосферах этих З. практически отсутствует, что позволяет их рассматривать как позднюю стадию эволюции массивных З., уже потерявших водородную оболочку. Масса З. Вольфа — Райе $(7—30)M_\odot$, время жизни $\sim 10^5$ лет.

Левее ГП в сравнительно узкой полосе помещаются остывающие вырожденные карлики с $M \sim 1M_\odot$ и $R \sim 10^{-2}R_\odot$ (ядра *планетарных туманностей*, *белые карлики* и др.). Темп-ра ядер планетарных туманностей $T_э \approx (5—10) \cdot 10^4$К. Поэтому они являются источниками фотонов жёсткого УФ-излучения, к-рые перерабатываются самой туманностью в фотоны с меньшей энергией, что делает туманности яркими в оптич. диапазоне и легко идентифицируемыми. Большинство вырожденных карликов состоят из углерода и кислорода с незначит. примесью более тяжёлых элементов. В оболочках большинства вырожденных карликов найден водород.

К самым горячим З. относятся *нейтронные звёзды* с $M \approx 1{,}5M_\odot$ и $R \approx 10$ км. Сила гравитации в них уравновешена давлением нейтронного газа. Одиночные нейтронные З. с возрастом $t_{в.ж} \lesssim 10^7$ лет проявляют себя обычно как радиопульсары (см. *Пульсары*), а нейтронные З. в двойных звёздных системах — как рентг. источники.

Излучение подавляющего большинства З. за всё время их наблюдений (за время существования астрономии как науки) практически неизменно. Наряду с ними существуют отд. группы З., излучение к-рых переменно (см. *Переменные звёзды*). Наиб. известны переменные (пульсирующие) З. из т. н. полосы неустойчивости на диаграмме Герцшпрунга — Ресселла (долгопериодич. *цефеиды* и др.). Причина пульсаций З. цефеидного типа — периодич. задержка излучения в зоне второй ионизации гелия в звёздных оболочках (см. *Пульсации звёзд*). Период пульсаций цефеид (1—100 сут, изредка больше) однозначно связан с их светимостью, что даёт возможность использовать эти З. в качестве надёжных индикаторов расстояния. В месте пересечения полосы неустойчивости с горизонтальной ветвью располагаются пульсирующие З. типа RR Лиры (с периодом ок. 12 ч), δ Щита (с периодом в неск. часов), на пересечении с последовательностью вырожденных карликов — З. типа ZZ Кита (с периодом ок. минуты). Существуют ещё неск. классов периодич. и квазипериодич. переменных З. Переменность нек-рых З. сводится к непериодически повторяющимся вспышкам (см. *Вспыхивающие звёзды*). С уменьшением амплитуды переменности блеска число переменных З. быстро увеличивается.

К числу переменных З. могут быть отнесены новые звёзды и сверхновые звёзды. Новые З. за неск. дней увеличивают свою светимость от $1L_\odot$ до $\sim 10^4L_\odot$ и остаются яркими в течение неск. недель, после чего их блеск постепенно убывает, возвращаясь к исходному. Взрыв новой З. сопровождается сбросом газовой оболочки массой $\sim (10^{-4}—10^{-6})M_\odot$. Выделяемая при взрыве энергия составляет $\sim 10^{45}—10^{46}$ эрг. Число вспышек новых в Галактике ≈ 50 в год, но из-за поглощения излучения межзвёздной пылью только несколько из них удаётся обнаружить с Земли. Повторные новые вспыхивают с интервалом $\sim 10^2—10^4$ лет. Светимость сверхновых З. в максимуме блеска достигает светимости средней галактики ($\sim 10^9L_\odot$). Продолжительность максимума блеска составляет неск. месяцев, энергия взрыва $\sim 10^{50}—10^{51}$ эрг. В ходе вспышки сверхновой состояние З. кардинально изменяется: она либо полностью разрушается, либо её ядро превращается в нейтронную З., а оболочка сбрасывается.

Лит.: Физика космоса. Маленькая энциклопедия, 2 изд., М., 1986.

А. В. Тутуков.

ЗВУК — распространяющееся в виде волн колебат. движение частиц упругой среды: газообразной, жидкой или твёрдой (то же, что *упругие волны*). Термин «З.» употребляется также для обозначения ощущения, вызываемого действием звуковых волн на спец. орган чувств (орган слуха) человека и животных; человек слышит З. частотой от 16 Гц до 16 000—20 000 Гц. Физ. понятие о З. охватывает упругие волны как слышимого, так и неслышимого диапазона. З. с частотой ниже слышимого диапазона наз. *инфразвук*, выше — *ультразвук*; самые высокочастотные упругие волны в диапазоне $10^9—10^{13}$ Гц относятся к *гиперзвуку*. Область инфразвуковых частот снизу практически не ограничена — в природе встречаются инфразвуковые колебания с частотой в сотые и тысячные доли Гц. Частотный диапазон гиперзвуковых волн имеет сверху принципиальное ограничение, обусловленное атомным и молекулярным строением сред: в газах длина упругой волны должна быть больше длины свободного пробега молекул, а в жидкостях и твёрдых телах — больше удвоенного межмолекулярного или межатомного расстояния. На этом основании за верх. частотную границу гиперзвука в газах принята частота 10^9 Гц, в твёрдых телах — $10^{12}—10^{13}$ Гц. Гиперзвуковые волны в кристаллах рассматривают иногда с позиций корпускулярной теории, сопоставляя им квазичастицы — *фононы*.

Важной характеристикой З. является его спектр (см. *Спектр звука*), получаемый в результате частотного анализа, т. е. разложения З. на простые гармонич. колебания и волны (к-рые наз. иногда тональными сигналами). Сплошной спектр с равномерным, непрерывным распределением акустич. энергии в более или менее широкой частотной области характерен для

акустич. *шумов*. Часто на сплошной спектр шума накладываются отдельные дискретные составляющие. Линейчатый спектр в виде совокупности отдельных гармоник. составляющих с кратными частотами присущ музыкальным З.; осн. частота определяет при этом воспринимаемую на слух *высоту звука*, а набор гармоник. составляющих — *тембр звука*. В спектре З. *речи* имеются форманты — устойчивые группы частотных составляющих, соответствующие определ. фонетич. элементам.

Энергетич. характеристикой звуковых волн является *интенсивность звука*. Она определяется амплитудой *звукового давления* или *колебательной скорости частиц*, *волновым сопротивлением* среды, а также формой волны. Субъективная характеристика, отвечающая интенсивности,— *громкость звука* зависит от частоты. Наибольшей чувствительностью человеческое ухо обладает в области частот 1—5 кГц. В этой области порог слышимости (см. *Пороги слуха*) составляет по интенсивности 10^{-12} Вт/м², а по звуковому давлению $\sim 10^{-5}$ Па. Верх. граница воспринимаемой человеческим ухом интенсивности З.— т. н. б о л е в о й п о р о г — слабо зависит от частоты и составляет прибл. 1 Вт/м².

Источниками З. могут быть любые явления, вызывающие возмущение упругой среды, т. е. местное отклонение давления или механич. напряжения от равновесного значения или локальные смещения частиц от положения равновесия. В создаваемых искусственно излучателях З. для этой цели используются колебания твёрдых тел (напр., струны и деки музыкальных инструментов, диффузоры громкоговорителей и мембраны телефонов, пьезоэлектрич. пластины) или ограниченных объёмов воздушной или водной среды (органные трубы, свистки); колебания могут возбуждаться ударом (струны рояля, колокола), поддерживаться за счёт пост. потока газа (свистки), создаваться путём преобразования колебаний электрич. тока в механические (*электроакустические преобразователи*). В природе З. возбуждается при обтекании твёрдых тел потоком воздуха за счёт образования и отрыва вихрей, напр. при обдувании ветром углов зданий, гребней морских волн и т. п. З. низких и инфразвуковых частот возникает при взрывах, обвалах. Источниками З. являются применяемые в совр. технике механизмы и оборудование, к-рые создают значит. шумовое загрязнение окружающей среды. Особый вид источников З.— голосовой аппарат человека и животных.

Приёмники звука служат для восприятия звуковой энергии и преобразования её в другие формы. К приёмникам З. относится, в частности, слуховой аппарат человека и животных. В технике для приёма З. применяются гл. обр. электроакустич. преобразователи — *микрофоны* в воздухе, *гидрофоны* в воде, *геофоны* в земной коре. Наряду с подобными приёмниками, воспроизводящими временну́ю структуру звукового сигнала, существуют приборы, воспринимающие усреднённые по времени характеристики волны (напр., *Рэлея диск*, *Радиометр акустический*).

Распространение звуковых волн в среде характеризуется их скоростью (см. *Скорость звука*). В газообразных и жидких средах распространяются только продольные волны, скорость к-рых определяется сжимаемостью среды и её плотностью. В твёрдых телах помимо продольных могут распространяться поперечные волны и *поверхностные акустические волны*; скорость волн в твёрдых телах определяется комбинацией их констант упругости и плотностью; в кристаллах имеет место анизотропия скорости З., т. е. зависимость её от направления распространения волны относительно кристаллографич. осей. В ряде случаев наблюдается *дисперсия звука*, обусловленная как физ. процессами в веществе, так и волноводным характером распространения в ограниченных объёмах.

При распространении звуковых волн имеют место обычные для всех типов волн явления интерференции и дифракции. В случае когда размер препятствий и неоднородностей в среде велик по сравнению с длиной волны, распространение З. подчиняется законам отражения и преломления лучей и может рассматриваться с позиций *геометрической акустики*. По мере распространения волны происходит постепенное *затухание звука*, т. е. уменьшение его интенсивности и амплитуды с расстоянием, к-рое обусловливается как законами волнового распространения в среде, так и необратимым переходом звуковой энергии в др. форму (гл. обр. в теплоту).

При распространении звуковых волн большой амплитуды происходит постепенное искажение синусоидальной формы гармоник. волны и приближение её к ударной; наблюдается и ряд других нелинейных эффектов в звуковом поле, напр.: дополнит. нелинейное поглощение звука, нелинейное взаимодействие акустич. волн в твёрдых телах (см. *Нелинейная акустика*), акустич. *кавитация*. В мощных звуковых полях возникают явления необратимых изменений в веществе, на к-рых основываются процессы УЗ-технологии.

Лит.: С т р е т т Дж. В. (лорд Рэлей), Теория звука, пер. с англ., 2 изд., т. 1—2, М., 1955; И с а к о в и ч М. А., Общая акустика, М., 1973; С к у ч и к Е., Основы акустики, пер. с англ., т. 1—2, М., 1976. *И. П. Голямина.*

ЗВУК в с в е р х т е к у ч е м г е л и и (^{4}He) — гидродинамич. волны, распространяющиеся в сверхтекучем гелии (He II). Согласно *Ландау теории сверхтекучести* (двухкомпонентной модели He II), гидродинамика сверхтекучей жидкости, в отличие от обычной гидродинамики, характеризуется двумя скоростями движения v_s и v_n, являющимися соответственно скоростями сверхтекучей и нормальной компонент жидкого He II. Появление дополнит. гидродинамич. переменной (v_s) приводит к увеличению числа степеней свободы системы и возможности возникновения новых, по сравнению с классич. гидродинамич. системами, типов З. (звуковых мод). Типы возможных звуковых волн и скорости их распространения зависят также от геом. параметров гелиевой системы и кол-ва примеси ^{3}He.

В о б ъ ё м е сверхтекучего ^{4}He могут распространяться волны двух типов — первый звук (ПЗ) и *второй звук* (ВЗ). Волны первого типа аналогичны гидродинамич. звуку в обычной жидкости и представляют собой в осн. распространяющиеся колебания плотности ρ и давления p. Специфич. особенностью He II является существование т. н. ВЗ — тепловых волн: распространяющихся колебаний темп-ры T и *энтропии* S (в обычных средах температурные колебания затухают на расстоянии порядка длины волны). Поскольку коэф. теплового расширения $(\partial\rho/\partial T)_p$ гелия аномально мал, колебания плотности (давления) и темп-ры (энтропии) оказываются практически независимыми. При этом скорость ПЗ u_1 задаётся обычным соотношением: $u_1^2 = (\partial p/\partial\rho)_S$, а скорость ВЗ: $u_2^2 = \rho_S T S^2/C\rho_n$, где ρ_S, ρ_n — соответственно плотности сверхтекучей и нормальной компонент, C — теплоёмкость. При низких темп-рах, не слишком близких к темп-ре T_λ исчезновения сверхтекучести гелия, норм. компонента представляет собой газ *квазичастиц* (элементарных возбуждений системы), а ВЗ — звуковые волны в газе квазичастиц. В чистом ^{4}He это звуковые волны в системе *ротонов* и *фононов*.

При понижении темп-ры времена свободного пробега τ квазичастиц в He II возрастают. При этом гидродинамич. ПЗ переходит в в ы с о к о ч а с т о т н ы й ПЗ — слабозатухающие волны плотности на частотах $\omega \gg 1/\tau$.

На п о в е р х н о с т и сверхтекучего гелия может распространяться поверхностный ВЗ — звуковые колебания в системе поверхностных возбуждений. Для чистого He II это звук в системе риплонов (квазича-

стиц, соответствующих квантованным капиллярным волнам на поверхности He II).

В тонких сверхтекучих гелиевых плёнках распространяется третий звук (ТЗ) — практически изотермич. поверхностные волны в пленке He II. Распространение ТЗ сопровождается осцилляциями сверхтекучей компоненты параллельно подложке, а нормальная компонента при не очень толстой плёнке тормозится подложкой и в колебаниях не участвует. Существ. особенностью ТЗ является значит. испарение и конденсация гелия при колебаниях, что сглаживает осцилляции темп-ры и приводит к почти изотермич. характеру распространения волны. Скорость изотермич. ТЗ $u_3^2=(\overline{\rho}_s/\rho)d\,(\partial E/\partial d)(1+TS/L)$, где относит. плотность сверхтекучей компоненты $\overline{\rho}_s/\rho$ усреднена по толщине плёнки d, E — потенциал сил ван-дер-ваальсовского притяжения гелиевого атома к подложке (см. *Межмолекулярное взаимодействие*), L — теплота испарения.

Четвёртый звук (ЧЗ) распространяется в He II, находящемся в узких капиллярах или в мелкопористой среде, когда длина свободного пробега квазичастиц He II сравнима или заметно превосходит характерный размер в системе. При этом нормальная компонента жидкости неподвижна и для определения скорости ЧЗ в ур-ниях гидродинамики следует положить $v_n=0$. В результате, если пренебречь коэф. теплового расширения, $u_4^2=(\rho_s/\rho)u_1^2+(\rho_n/\rho)u_2^2$. Как правило, в этом выражении второй член много меньше первого. При низких темп-рах скорость распространения ЧЗ как в чистом ^{4}He, так и в слабых растворах ^{3}He в He II близка к скорости ПЗ.

Пятый звук представляет собой тепловые (температурные) волны в сверхтекучих гелиевых плёнках в условиях, когда процессы испарения (конденсации) в плёнке подавлены. Волны пятого звука являются адиабатическими и распространяются со скоростью $u_5^2=(\rho_n/\rho)u_2^2$.

При достаточно низких темп-рах примесная система ^{3}He в растворе ^{3}He в He II тоже должна перейти в сверхтекучее состояние. В таком растворе с двумя бозе-конденсатами ^{3}He и ^{4}He могут распространяться звуковые волны трёх типов: 1) колебания плотности (давления) со скоростью распространения, близкой к скорости ПЗ в чистом He II; 2) колебания в системе примесных квазичастиц ^{3}He, распространяющиеся со скоростью, близкой, в меру малой концентрации ^{3}He, к $v_F/\sqrt{3}$, где v_F — фермиевская скорость (см. *Ферми-жидкость*); 3) температурные колебания со скоростью распространения, экспоненциально убывающей с уменьшением концентрации ^{3}He. Волны второго и третьего типов соответствуют ПЗ и ВЗ в сверхтекучем ферми-газе примесных квазичастиц ^{3}He.

Лит.: Халатников И. М., Теория сверхтекучести, М., 1971; Паттерман С., Гидродинамика сверхтекучей жидкости, пер. с англ., М., 1978; Atkins K. R., Rudnick I., Third sound, в кн.: Progress in low temperature physics, v. 6, Amst.—L., 1970; Edwards D. O., Saam W. F., The free surface of liquid Helium, там же, v. 7a, Amst., 1978; Jelatis G. J., Roth J. A., Maynard J. D., Observation of fifth sound in a planar superfluid ^{4}He Film, «Phys. Rev. Lett.», 1979, v. 42; Bashkin E. P., Meyerovich A. E., ^{3}He— ^{4}He quantum solutions, «Adv. Phys.», 1981, v. 30, № 1.

А. Э. Мейерович.

ЗВУ́КА АНА́ЛИЗ — разложение сложного звукового сигнала на ряд простых составляющих. Чаще всего применяются частотный и временно́й З. а. При частотном З. а. звуковой сигнал представляется суммой синусоидальных составляющих, характеризующихся частотой, фазой и амплитудой. Частотный З. а. позволяет получить распределение амплитуд составляющих по частотам (т. н. амплитудно-частотные спектры) и распределение фаз составляющих по частотам (фазочастотные спектры). При временно́м З. а. сигнал представляется суммой коротких импульсов, характеризующихся временем появления и амплитудой. Методы временно́го З. а. лежат в основе принципа действия *гидролокаторов* и *эхолотов*.

При частотном анализе звуковой сигнал $p(t)$ представляют суммой

$$p(t)=\sum_n a_n\cos(2\pi f_n t+\varphi_n),$$

где a_n — амплитуда, f_n — частота, φ_n — нач. фаза. Набор чисел a_n, f_n образует амплитудно-частотный спектр, а φ_n, f_n — фазочастотный. Если звуковой

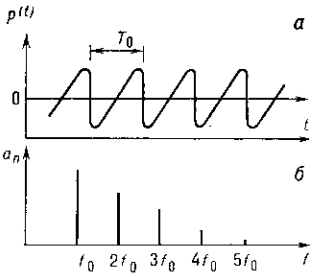


Рис. 1. Периодический звуковой сигнал (*а*) и его спектр (*б*). По осям ординат отложены соответственно звуковое давление $p(t)$ и амплитуды спектральных составляющих a_n, по осям абсцисс — время t и частота f.

сигнал $p(t)$ периодичен (рис. 1,*а*) (большинство музыкальных звуков, гласные звуки речи), то его представляют в виде ряда Фурье (рис. 1, *б*), в к-ром частоты f_n образуют гармонич. ряд f_0, $2f_0$, $3f_0$ и т. д., f_0 — низшая частота ряда, $T_0=1/f_0$ — период звуковой волны. Если же звуковой сигнал $p(t)$ непериодичен, напр. однократный щелчок (рис. 2), то его можно рассматривать как периодический с бесконечно большим периодом T_0. Т. к. при этом частотные интервалы

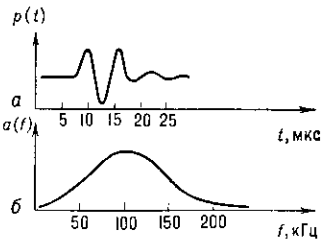


Рис. 2. Непериодический звуковой сигнал (*а*) и его спектральная плотность (*б*). По осям ординат отложены соответственно звуковое давление $p(t)$ и спектральная плотность $a(f)$, по осям абсцисс — время t и частота f.

между гармониками $f_0\simeq 1/T_0$ становятся бесконечно малыми, а число гармоник — бесконечно большим, такой сигнал представляют в виде интеграла Фурье:

$$p(t)=\int_{-\infty}^{\infty} a(f)\cos(2\pi ft+\varphi)\,df,$$

где $a(f)$ — амплитудно-частотный спектр.

В прошлом частотный З. а. проводили с помощью *резонаторов акустических*, напр. резонаторов Гельмгольца. Набор таких резонаторов с разл. резонансными частотами позволяет проводить частотный З. а., наблюдая, какие из резонаторов «откликаются» на звук и с какой громкостью. В настоящее время З. а. выполняют после преобразования звукового сигнала в электрический с помощью микрофона (в воздухе) или гидрофона (в воде). Применяют либо параллельный, либо последовательный З. а. В первом случае электрич. сигнал пропускают через набор полосных фильтров с шириной Δf_n, где n — номер фильтра, и получают частотный спектр. Наиб. употребительны анализаторы с постоянной относит. шириной полосы $\Delta f_n/f_{\text{ср}\,n}$ ($f_{\text{ср}\,n}$ — ср. частота фильтра), равной 1, $^1/_3$ или $^1/_6$ октавы. Совокупность напряжений на выходе фильтров представляет частотный спектр сигнала. В случае нестационарных сигналов спектр характеризуется накопленными за нек-рый интервал времени T среднеквадратичными напряжениями на выходе фильтров.

Когда требуется высокая разрешающая способность анализа, применяют последовательный З. а. (метод гетеродинирования), при к-ром с помощью спец. генератора (гетеродина) и нелинейного элемента получают электрич. напряжение с разностной $f_г - f_с$ (или суммарной $f_г + f_с$) частотой, где $f_г$ — частота гетеродина, $f_с$ — частота сигнала. Полосный фильтр шириной Δf настроен при этом на нек-рую фиксированную частоту $f_п$. Меняя $f_г$, добиваются, чтобы все частотные составляющие сигнала последовательно образовывали с $f_г$ разностную частоту $f_г - f_с = f_п \pm \Delta f/2$. Зависимость напряжения на выходе фильтра от частоты даёт амплитудно-частотный спектр звука. Анализаторы гетеродинного типа проводят З. а. с пост. шириной полосы.

Частотные спектры многих практически важных звуков (речь, звуки голосов животных, шум машин и механизмов при изменении режима работы) изменяются во времени. Чтобы проследить эти изменения, применяют частотно-временно́й, или сонографический, анализ (рис. 3). Частотные спектры, полученные за последовательные интервалы времени, отображаются

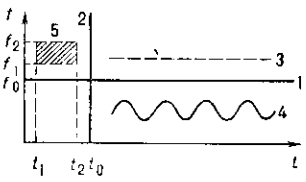


Рис. 3. Сонографическое изображение звуковых сигналов: *1* — чистый тон с частотой f_0, *2* — короткий импульс в момент времени t_0, *3* — амплитудно-модулированный сигнал, *4* — частотно-модулированный сигнал, *5* — полосовой шум, в диапазоне от f_1 до f_2, длящийся от момента времени t_1 до t_2.

на спец. электрочувствит. бумаге в координатах «частота—время». Степень почернения бумаги характеризует значение спектральной составляющей $a(f)$ на данном интервале времени.

Для З. а. наряду с аналоговыми методами, основанными на применении фильтров, гетеродинных анализаторов, сонографов, в настоящее время широко применяются численные методы с использованием ЭВМ. Применение ЭВМ позволяет выполнять как частотный, так и временно́й З. а.; возможно также разложение звукового сигнала по другим функциям, отличным от синусоидальных.

З. а. применяют при изучении свойств источников звука, среды его распространения, при обнаружении звукового сигнала на фоне других мешающих звуков, при распознавании звукового сигнала и т. п. Напр., анализируя звуки животных, можно выяснить биол. назначение этих звуков. Наблюдая изменение спектров звука с расстоянием, выявляют способность воздушной или водной среды проводить, поглощать и рассеивать звук. Сопоставляя спектры шумов сердца у больных людей с характером заболевания, выполняют акустич. диагностику сердца. З. а. полезен при борьбе с шумом и вибрациями на произ-ве и транспорте. Напр., зная спектр шума автомобильного двигателя, можно рассчитать рациональную конструкцию глушителя. Знание спектров речевых и музыкальных звуков позволяет правильно выбрать частотную характеристику электроакустич. передающих трактов, обеспечивающих требуемое качество воспроизведения звука. На основе З. а. работают системы автоматич. распознавания *речи*.

Для анализа случайных звуковых сигналов применяют корреляционный анализ (см. *Корреляция*), позволяющий определить степень статистич. взаимосвязи либо одного и того же сигнала p_1, но в разл. моменты времени, отстоящие на интервал τ, либо разных звуковых сигналов p_1 и p_2, напр. звукового поля в разных точках пространства. В первом случае эта связь характеризуется автокорреляционной ф-цией:

$$R_{11}(\tau) = \frac{1}{2T}\int_{-T}^{T} p_1(t)\, p_1(t-\tau)\, dt,$$

во втором — взаимно-корреляционной ф-цией:

$$R_{12}(\tau) = \frac{1}{2T}\int_{-T}^{T} p_1(t)\, p_2(t-\tau)\, dt$$

(здесь T — временно́й интервал, за к-рый проводится анализ). Методами корреляционного анализа решаются такие задачи, как предсказание характера изменения процесса во времени, выделение слабых акустич. сигналов на фоне помех, измерение искажений вещательных сигналов при их передаче электроакустич. системой и др. По корреляционным функциям могут быть найдены многие физ. характеристики акустич. процессов, систем и звуковых полей, представляющие практич. интерес.

З. а. в живой природе производится слуховыми органами животных, причём чем выше на ступени эволюц. лестницы находится животное, тем изощрённее его З. а. Так, слух насекомых анализирует звук только по его временно́й структуре, тогда как амфибии и млекопитающие (включая человека) имеют развитую систему З. а.: частотного (параллельного на улитке органа слуха) и частотно-временно́го (в нейронных структурах головного мозга). Наиб. развитыми формами З. а. обладают эхолоцирующие животные (дельфины, летучие мыши), к-рые, излучая зондирующие импульсы и сравнивая их спектры со спектрами эхосигналов от разных объектов в среде, оценивают свойства объектов (напр., съедобный—несъедобный), их размер, форму, внутр. структуру, расстояние и скорость движения объекта.

Лит.: Харкевич А. А., Спектры и анализ, 4 изд., М., 1962; Френкс Л., Теория сигналов, пер. с англ., М., 1974; Скучик Е., Основы акустики, пер. с англ., т. 1, М., 1976; Бельковин В. М., Дубровский Н. А., Сенсорные основы ориентации китообразных, Л., 1976.

Н. А. Дубровский.

ЗВУКОВИ́ДЕНИЕ — получение оптически видимых изображений предметов с помощью акустич. волн. В зависимости от назначения и используемого диапазона частот применяют устройства З., основанные на след. принципах.

Линзовое З., при к-ром для построения акустич. изображения предмета используется звуковая оптика (*линзы акустические*). Предмет *3* «освещается» звуковым полем от излучателя *2* (рис. 1), а акустич. линза *4* создаёт звуковое изображение предмета в нек-рой плоскости, где устанавливается пространств.

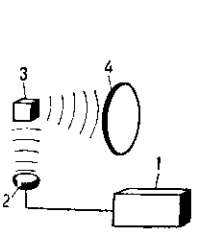


Рис. 1. Принцип линзового звуковидения: *1* — УЗ-генератор; *2* — излучатель; *3* — предмет; *4* — акустическая линза (объектив); *5* — акустический пространственный детектор с электрическим или оптическим преобразованием сигнала.

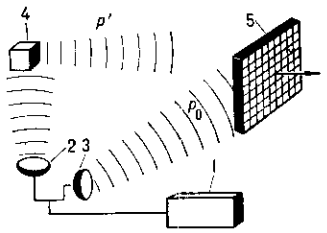


Рис. 2. Принцип голографического звуковидения: *1* — УЗ-генератор; *2*, *3* — излучатели; *4* — предмет; *5* — акустический пространственный детектор.

детектор *5*, преобразующий распределение поля давлений либо непосредственно в оптич. изображение, либо в электрич. сигнал с последующим преобразованием в оптич. изображение.

Голографическое З. использует принцип голографии (рис. 2) и не нуждается в звуковой оптике. Помимо рассеянного предметом поля p' на плоскость пространств. детектора *5* направляется т. н. опорная звуковая волна p_0. Возникающая интерференц. картина стоячих волн (акустич. голограмма) регистриру-

ется пространств. детектором. Восстанавливается изображение предмета либо методами с использованием когерентного света, либо электронными методами, обычно цифровыми (см. *Голография акустическая*).

Локационное З. основано на принципах эхолокации и заключается в том, что излучающее устройство (часто оно же и приёмное) «освещает» предмет узким звуковым лучом, сканирующим по пространству в одной или двух плоскостях. Изображение предмета строится по отражённым от него сигналам последовательно, в соответствии с выбранным законом сканирования. Обычно используется импульсное облучение предмета, к-рое даёт возможность разрешения по продольной координате (дальности).

Для преобразования пространств. распределения давления в звуковом поле в видимое оптич. изображение используются разнообразные методы *визуализации звуковых полей*, осуществляющие либо непосредственное акустооптич. преобразование, либо с промежуточным преобразованием акустич. сигналов в электрические и далее в оптические. Для акустооптич. преобразования широко применяются методы поверхностного рельефа, а в последнее время — жидкокристаллич. преобразователи. Акустооптич. эффект в жидких кристаллах основан на способности их молекул изменять заданную ориентацию под воздействием УЗ-поля. Изменение ориентации молекул вызывает либо поглощение проходящего света, либо его рассеяние (при работе на отражение), благодаря чему и получается видимое изображение предмета.

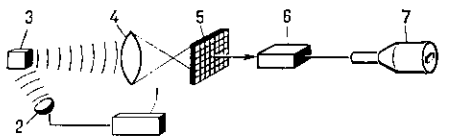


Рис. 3. Схема линзового звуковидения с электронным сканированием: *1* — УЗ-генератор; *2* — излучатель; *3* — предмет; *4* — акустическая линза (объектив); *5* — мозаика пьезоэлектрических преобразователей; *6* — электронный коммутатор; *7* — электронно-лучевая трубка.

Наиб. применение в З. получили методы визуализации, основанные на промежуточном преобразовании акустич. сигналов в электрические с помощью пьезоэлектрич. датчиков, поскольку эти методы обладают самой высокой чувствительностью. Такое преобразование используется в линзовом и локац. З. (рис. 3), для чего в плоскости формирования акустич. изображения устанавливается двумерная матрица *пьезоэлектрических преобразователей*; сигналы с них считываются с помощью электронного коммутатора и подаются на модулятор, управляющий яркостью луча электронно-лучевой трубки, сканирование к-рого по экрану осуществляется синхронно с работой коммутатора. Этот же принцип используется и в голографич. З. с оптич. восстановлением голограмм, с тем отличием, что сигналы с электронного коммутатора подаются на пространственно-временной модулятор когерентного света и управляют либо его локальным коэф. поглощения, либо коэф. преломления. При этом модулятор выполняет роль оптич. голограммы, восстановление изображения по к-рой происходит с помощью когерентного света (рис. 4).

В основе теоретич. описания всех принципов З. лежит аналитич. зависимость между полем источника $u(x)$ и полем $u(x')$ на нек-ром расстоянии R от него (интеграл Кирхгофа). При $R \gg \lambda$ и $D \gg \lambda$ (где λ — длина волны звука, D — входная апертура) поле $u(x)$ и поле $u(x')$ связаны соотношением (преобразование Френеля):

$$u(x') = \int_{x_1}^{x_2} u(x) \exp\left[\frac{ik(x-x')^2}{2R}\right] dx,$$

где x_1 и x_2 — область существования $u(x)$. При $R \gg D^2/\lambda$ это соотношение переходит в преобразование Фурье:

$$u(x') = \int_{x_1}^{x_2} u(x) \exp(ikxx') dx.$$

Эти соотношения лежат в основе всех принципов З., и в частности в методе цифрового восстановления изображений, где для ускорения вычислений используются алгоритмы быстрого *Фурье преобразования*.

Качество звуковых изображений в З. зависит от характера взаимодействия звуковых волн с предметом, от размеров входных апертур D и используемых длин волн λ. В общем случае длины УЗ-волн, используемых в З., гораздо больше, чем длины оптич. волн, и поэтому акустич. изображение предметов будет более «грубым» и содержать гораздо меньше мелких деталей, чем оптическое. Для устранения эффекта бликовой структуры в З. используют широкополосное излучение (аналог белого света) и освещение предмета

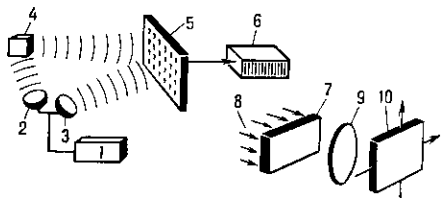


Рис. 4. Схема голографического звуковидения с оптическим восстановлением изображения: *1* — УЗ-генератор; *2*, *3* — излучатели; *4* — предмет; *5* — набор пьезопреобразователей; *6* — коммутатор; *7* — пространственно-временной модулятор света с электронным управлением; *8* — световой поток от лазера; *9* — проекционная оптич. система; *10* — плоскость наблюдения.

со многих ракурсов (аналог диффузного освещения в фотографии).

Разрешающая способность в З. по поперечной координате δx зависит от волновых размеров B приёмных пространств. детекторов и определяется по ф-ле: $\delta x = \lambda R/D = R/B$, где R — расстояние до предмета, $B = D/\lambda$. Разрешение тем лучше, т. е. δx тем меньше, чем больше B. В практич. З. величина $B \approx 300$—400 (в то время как в оптике $B \approx 10^4$—10^5 и более). По этой причине линзовое З. имеет огранич. применение, т. к. звуковые линзы больших волновых размеров тяжелы, громоздки и вызывают большое затухание УЗ. Разрешение по продольной координате (глубине, дальности) δR также зависит от волновых размеров и расстояния: $\delta R = \lambda R^2/D^2 = R^2/BD$. Оно ухудшается пропорц. квадрату расстояния, поэтому измерение продольных координат осуществляется обычно на расстояниях порядка $R \approx D$, т. е. в непосредств. близости от плоскости приёма. В тех ситуациях, когда объект расположен на расстоянии $R \gg D$, прибегают к импульсному облучению, и в этом случае разрешение по дальности (глубина) тем лучше, чем короче длительность сигнала, а при излучении широкополосных сигналов — чем шире полоса излучаемых частот. Диапазон частот, применяемых в З., весьма широк, и соответственно разные системы З. могут существенно различаться по разрешающей способности (табл.).

В зависимости от частоты и области применения в З. используют разл. типы приёмных и излучающих антенн. На частотах 0,1—2 МГц обычно применяют пьезоэлектрич. керамич. приёмники и излучатели (последние с электронным управлением характеристикой направленности). В системе подводного З. на частотах единиц и десятков кГц пользуются наряду с пьезокерамич. излучателями магнитострикционными. В сейсмич. голографии в качестве излучателей используют вибраторы, пневматич. излучатели и просто взрывы, а в качестве приёмников — *гидрофоны* и *геофоны*.

Характеристики систем звуковидения

Рабочие частоты	Линейное разрешение	Область применения
500—2000 МГц	10—50 мкм	Акустич. микроскопия органич. и неорганич. структур
1—10 МГц	0,5—4 мм	УЗ медицинская диагностика, неразрушающий контроль и дефектоскопия
100—500 кГц	1—20 см	Подводное звуковидение на расстояниях до 100 м
10—100 кГц	0,2—3 м	Гидролокаторы бокового обзора дна
15—100 Гц	20—300 м	Сейсмич. голография, сейсморазведка полезных ископаемых, строение земной коры

З. применяется в океанологии для получения изображений морского дна и природных структур, поиска затопувших предметов, обеспечения подводной навигации, осмотра подводных сооружений и др. В *дефектоскопии* З. используется при УЗ-контроле для обнаружения скрытых дефектов в разл. материалах и конструкциях (раковины, трещины, инородные включения и др.). В медицине оно применяется для получения информации о структуре внутр. органов (сердца, печени, почек), сосудов и др. благодаря тому, что УЗ хорошо поглощается мягкими тканями, в отличие от рентг. излучения, и практически безопасен для пациента.

Лит.: Свет В. Д., Методы акустической голографии, Л., 1976; Грегуш П., Звуковидение, пер. с англ., М., 1982.

В. Д. Свет.

ЗВУКОВО́Е ДАВЛЕ́НИЕ — переменная часть давления, возникающая в среде при прохождении звуковой волны: образующиеся в среде сгущения и разрежения создают добавочные изменения давления по отношению к среднему внеш. (статич.) давлению.

Часто пользуются понятием эфф. (действующего) значения З. д., т. к. именно эту величину обычно измеряют в опыте. Эфф. З. д. равно квадратному корню из ср. значения квадрата мгновенного З. д. в заданной неподвижной точке пространства за соответствующий интервал времени (под мгновенным З. д. понимается полное давление в какой-то момент времени в данной точке за вычетом статич. давления в той же точке). Если З. д. меняется периодически, то временной интервал усреднения должен быть равен целому числу периодов или значительно превышать период. В синусоидальной звуковой волне эфф. З. д. $p_э$ связано с амплитудой p_0 З. д. выражением: $p_э=p_0/\sqrt{2}$. Уровень З. д.— это выраженное по шкале децибел отношение данного З. д. к условно-пороговому значению З. д. $p_0=2\cdot10^{-5}$ Па. Единицей измерения З. д. в системе СИ служит 1Па=1 Н/м²; в системе СГС единица З. д. 1 бар=1 дин/см²=10^{-1} Па; иногда З. д. измеряют в атмосферах (1 атм=10^6 бар).

Данное выше определение З. д. относится к случаю распространения звука в газах и жидкостях, где имеются только нормальные силы к любым выделенным площадкам в среде, т. е. давление.

Для изотропных твёрдых тел понятие давления применимо только в случае всестороннего растяжения и сжатия. В общем же случае произвольной деформации напряжённое состояние тела уже нельзя характеризовать одной скалярной величиной — давлением — и приходится пользоваться понятием тензора упругих напряжений (см. *Упругие волны*).

З. д. следует отличать от давления звука (см. *Давление звукового излучения*).

Лит.: Исакович М. А., Общая акустика, М., 1973.

В. А. Красильников.

ЗВУКОВО́Е ПО́ЛЕ — совокупность пространственно-временных распределений величин, характеризующих рассматриваемое звуковое возмущение. Важнейшие из них: звуковое давление p, *колебательная скорость частиц* v, *колебательное смещение частиц* ξ, относительное изменение плотности (т. н. акустич. сжатие) $s=\delta\rho/\rho$ (где ρ — плотность среды), адиабатич. изменение темп-ры δT, сопровождающее сжатие и разрежение среды. При введении понятия З. п. среду рассматривают как сплошную и молекулярное строение вещества во внимание не принимают. З. п. изучают либо методами *геометрической акустики*, либо на основе теории волн.

При достаточно гладкой зависимости величин, характеризующих З. п., от координат и времени (т. е. при отсутствии скачков давления и колебат. скорости от точки к точке) задание пространственно-временной зависимости одной из этих величин (напр., звукового давления) полностью определяет пространственно-временные зависимости всех остальных. Эти зависимости определяются ур-ниями З. п., к-рые в отсутствие дисперсии скорости звука сводятся к волновому ур-нию для каждой из величин и ур-ниям, связывающим эти величины между собой. Напр., звуковое давление удовлетворяет волновому ур-нию

$$\Delta p-\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 p}{\partial t^2}=0,$$

а при известном p можно определить остальные характеристики З. п. по ф-лам:

$$v=-\frac{1}{\rho}\operatorname{grad}\int p\,dt;$$

$$\xi=\int v\,dt;\quad s=\frac{p^2}{\rho c^2};\quad T=\frac{\gamma-1}{\alpha\rho c^2}p,$$

где c — скорость звука, $\gamma=c_p/c_V$ — отношение теплоёмкости при пост. давлении к теплоёмкости при пост. объёме, α — коэф. теплового расширения среды. Для гармонич. З. п. волновое ур-ние переходит в ур-ние Гельмгольца: $\Delta p+k^2p=0$, где $k=\omega/c$ — волновое число для частоты ω, а выражения для v и ξ принимают вид:

$$v=\frac{1}{i\rho\omega}\operatorname{grad}p;\quad \xi=\frac{v}{-i\omega}=\frac{1}{\rho\omega^2}\operatorname{grad}p.$$

Кроме того, З. п. должно удовлетворять граничным условиям, т. е. требованиям, к-рые налагают на величины, характеризующие З. п., физ. свойства границ — поверхностей, ограничивающих среду, поверхностей, ограничивающих помещённые в среду препятствия, и поверхностей раздела разл. сред. Напр., на абсолютно жёсткой границе нормальная компонента колебат. скорости v_n должна обращаться в нуль; на свободной поверхности должно обращаться в нуль звуковое давление; на границе, характеризующейся *импедансом акустическим*, p/v_n должно равняться удельному акустич. импедансу границы; на поверхности раздела двух сред величины p и v_n по обе стороны от поверхности должны быть попарно равны. В реальных жидкостях и газах имеется дополнит. граничное условие: обращение в нуль касательной компоненты колебат. скорости на жёсткой границе или равенство касательных компонент на поверхности раздела двух сред.

В твёрдых телах внутр. напряжения характеризуются не давлением, а тензором напряжений, что отражает наличие упругости среды по отношению к изменению не только её объёма (как в жидкостях и газах), но и формы. Соответственно усложняются и ур-ния З. п., и граничные условия. Ещё более сложны ур-ния для анизотропных сред.

Ур-ния З. п. и граничные условия отнюдь не определяют сами по себе вид волн: в разл. ситуациях в той же среде при тех же граничных условиях З. п. будут иметь разный вид. Ниже описаны разные виды З. п., возникающие в разл. ситуациях.

1) Свободные волны — З. п., к-рое может существовать во всей неогранич. среде в отсутствие внеш. воз-

действий, напр. плоские волны $p=p(x\mp ct)$, бегущие вдоль оси x в положительном (знак «—») и отрицательном (знак «+») направлениях. В плоской волне $p/v=\pm\rho c$, где ρc — *волновое сопротивление* среды. В местах положит. звукового давления направление колебат. скорости в бегущей волне совпадает с направлением распространения волны, в местах отрицат. давления — противоположно этому направлению, а в местах обращения давления в нуль колебат. скорость также обращается в нуль. Гармонич. плоская бегущая волна имеет вид: $p=p_0\cos(\omega t-kx+\varphi)$, где p_0 и φ_0 — соответственно амплитуда волны и её нач. фаза в точке $x=0$. В средах с дисперсией скорости звука скорость гармонич. волны $c=\omega/k$ зависит от частоты.

2) Колебания в огранич. областях среды в отсутствие внеш. воздействий, напр. З. п., возникающее в замкнутом объёме при заданных нач. условиях. Такие З. п. можно представить в виде суперпозиции стоячих волн, характерных для данного объёма среды.

3) З. п., возникающие в неогранич. среде при заданных нач. условиях — значениях p и v в нек-рый нач. момент времени (напр., З. п., возникающие после взрыва).

4) З. п. излучения, создаваемые колеблющимися телами, струями жидкости или газа, захлопывающимися пузырьками и др. естеств. или искусств. акустич. излучателями (см. *Излучение звука*). Простейшими по форме поля излучениями являются следующие. Монопольное излучение — сферически симметричная расходящаяся волна; для гармонич. излучения она имеет вид: $p=-i\rho\omega Q\exp(ikr)/4\pi r$, где Q — производительность источника (напр., скорость изменения объёма пульсирующего тела, малого по сравнению с длиной волны), помещённого в центр волны, а r — расстояние от центра. Амплитуда звукового давления при монопольном излучении изменяется с расстоянием как $1/r$, а

$$v=-Q\,\frac{ikr-1}{4\pi r^2}\exp ikr;$$

в неволновой зоне ($kr\ll 1$) v изменяется с расстоянием как $1/r^2$, а в волновой ($kr\gg 1$) — как $1/r$. Сдвиг фаз φ между p и v монотонно убывает от 90° в центре волны до нуля на бесконечности; $\operatorname{tg}\varphi=1/kr$. Дипольное излучение — сферич. расходящаяся волна с «восьмёрочной» характеристикой направленности вида:

$$p=-F\,\frac{ikr-1}{4\pi r^2}\exp(ikr)\cos\theta,$$

где F — сила, приложенная к среде в центре волны, θ — угол между направлением силы и направлением на точку наблюдения. Такое же излучение создаётся сферой радиуса $a\ll\lambda$ (λ — длина волны), помещённой в центр волны и осциллирующей со скоростью $u=F/2\pi\rho\omega a^3$. Поршневое излучение — З. п., создаваемые поступательными колебаниями плоского поршня. Если его размеры $\geqslant\lambda$, то излучение представляет собой квазиплоскую волну, распространяющуюся в виде огранич. пучка, опирающегося на поршень. По мере удаления от поршня дифракция размывает пучок, переходящий на большом расстоянии от поршня в многолепестковую расходящуюся сферич. волну. Все виды З. п. излучения на большом расстоянии от излучателя (в т. н. дальней зоне, или зоне Фраунгофера) асимптотически принимают вид расходящихся сферич. волн: $p=A\exp(ikr)R(\theta,\varphi)/r$, где A — постоянная, θ и φ — углы сферич. системы координат, $R(\theta,\varphi)$ — характеристика направленности излучения. Т. о., асимптотически поле убывает обратно пропорционально расстоянию точки наблюдения от области расположения источника звука. Началом дальней зоны обычно считают расстояние $r=D^2/\lambda$, где D — поперечные размеры излучающей системы. В т. н. ближней зоне (френелевская зона) для З. п. излучения в общем случае нет к.-л. определённой зависимости от r, а угл. зависимость меняется при изменении r — характеристика направленности ещё не сформирована.

5) З. п. фокусировки — поля вблизи фокусов и каустик фокусирующих устройств, характеризующиеся повыш. значениями звукового давления, обращающегося (при пользовании приближениями геом. акустики) в бесконечность в фокусах и на каустиках (см. *Фокусировка звука*).

6) З. п., связанные с наличием в среде ограничивающих поверхностей и препятствий. При отражении и преломлении плоских волн на плоских границах возникают также плоские отражённые и преломлённые волны. В *волноводах акустических*, заполненных однородной средой, суперпозиция плоских волн образует нормальные волны. При отражении гармонич. плоских волн от плоских границ образуются стоячие волны, причём результирующие поля могут оказаться стоячими в одном направлении и бегущими — в другом.

7) З. п., затухающие вследствие неидеальности среды — наличия вязкости, теплопроводности и т. п. (см. *Поглощение звука*). Для бегущих волн влияние такого затухания характеризуют множителем $\exp\alpha x$, где α — амплитудный пространственный коэф. затухания, связанный с добротностью Q среды соотношением: $\alpha=k/2Q$. В стоячих волнах появляется множитель $\exp(-\delta t)$, где $\delta=c\alpha=\omega/2Q$ — амплитудный временной коэф. затухания звука.

Измерение параметров З. п. производят разл. *приёмниками звука*: *микрофонами* — для воздуха, *гидрофонами* — для воды. При исследовании тонкой структуры З. п. следует пользоваться приёмниками, размеры к-рых малы по сравнению с длиной волны звука. *Визуализация звуковых полей* возможна путём наблюдения *дифракции света на ультразвуке*, методом Теплера (*теневой метод*), методом электронно-оптич. преобразования и др.

Лит.: Бергман Л., Ультразвук и его применение в науке и технике, пер. с нем., 2 изд., М., 1957; Ржевкин С. Н., Курс лекций по теории звука, М., 1960; Исакович М. А., Общая акустика, М., 1973. *М. А. Исакович.*

ЗВУКОКАПИЛЛЯ́РНЫЙ ЭФФЕ́КТ — аномально глубокое проникновение жидкости в капилляры и узкие щели под действием УЗ. Если в наполненную жидкостью УЗ-ванну погрузить капилляр, то при определ. интенсивности УЗ, соответствующей режиму развитой *кавитации*, подъём жидкости в капилляре сильно возрастёт. Жидкость поднимается по капилляру под воздействием УЗ только при условии, что кавитац. область, состоящая из пульсирующих и захлопывающихся кавитац. пузырьков, находится непосредственно под капилляром. По-видимому, З. э. обусловливается суммарным воздействием единичных импульсов давления, к-рые возникают при захлопывании кавитац. пузырьков. Скорость и высота подъёма жидкости в капилляре зависят от числа захлопывающихся пузырьков и величины возникающих при этом сил, от трения на стенках и от вязкости жидкости. Поэтому З. э. различен для разных жидкостей и разных по размеру капилляров; он меняется с изменением интенсивности звука, с течением времени и усиливается с приложением статич. давления. Положение захлопывающихся пузырьков в основании капилляра неустойчиво из-за интенсивных *акустических течений*. Напр., уровень воды в стеклянном капилляре диаметром 0,35 мм при звуковом давлении 2,0 атм на частоте 18 кГц в результате З. э. превышает уровень, обусловленный силами поверхностного натяжения (т. е. в отсутствие УЗ), более чем в 10 раз. Увеличение интенсивности УЗ и развитие акустич. потоков снижают З. э., и при звуковом давлении 14—16 атм подъём воды в стеклянном капилляре указанных размеров под воздействием УЗ не происходит.

Нарушение локализации в окрестностях основания капилляра кавитац. пузырьков и уход их из сечения капилляра приводят к мгновенному опусканию жид-

кости до уровня, определяемого действием сил поверхностного натяжения. Поддержание уровня жидкости в капилляре требует меньших (в 5—10 раз) затрат акустич. энергии, чем в процессе подъёма, т. к. при этом уже не нужно преодолевать силы вязкого трения жидкости о стенки капилляра.

З. э. используется в разл. технол. процессах: он применяется при пропитке катушек трансформаторов и др. моточных изделий клеями и лаками, при дублении кож, при окрашивании толстых тканей, при заполнении щелей в разл. конструкциях, при пайке сложных изделий, при тонкой фильтрации расплава через многослойные сетчатые фильтры, в большинстве процессов УЗ-обработки твёрдых тел в жидкости с участием кавитации.

Лит.: Ультразвуковая технология, М., 1974; Китайгородский Ю. И., Дрожалова В. И., Расчет высоты и скорости подъема жидкости по капиллярам при воздействии ультразвуковых колебаний, «Науч. труды Моск. ин-та стали и сплавов», 1977, № 90, с. 12; Graff K., Macrosonics in industry: ultrasonic soldering, «Ultrasonics», 1977, v. 15, N 2, p. 75; Основы физики и техники ультразвука, М., 1987. *Г. И. Эскин.*

ЗВУКОЛЮМИНЕСЦЕ́НЦИЯ — свечение в жидкости при акустич. *кавитации*. Световое излучение при З. очень слабое и становится видимым только при значит. усилении или в полной темноте. Спектр З. в основном непрерывный. Гл. причина свечения — сильное нагревание газа и пара в кавитац. пузырьке, происходящее в результате адиабатич. сжатия при его захлопывании: темп-ра внутри пузырька может достигать 10^4 К, что вызывает термич. возбуждение атомов газа и пара и свечение пузырька.

Лит.: Кизпп Р., Дейли Дж., Хеммит Ф., Кавитация, пер. с англ., М., 1974.

ЗЕ́ЕБЕКА ЭФФЕ́КТ — возникновение эдс (термоэдс) в электрич. контуре, состоящем из двух проводников A и B, контакты между к-рыми поддерживаются при разных темп-рах T_1 и T_2. Открыт в 1821 Т. И. Зеебеком (Th. J. Seebeck). З. э. используется для прямого преобразования тепловой энергии в электрическую (термоэлектрогенераторы) и в *термометрии*.

Термоэдс контура определяется ф-лой:

$$S=\int_{T_1}^{T_2}(S_A-S_B)\,dT,$$

где S_A и S_B наз. абсолютными термоэдс (дифференц. термоэдс, коэф. термоэдс) проводников A и B. Абс. термоэдс — характеристика проводника, равная $S=du/dT$, где u — эдс, возникающая в проводнике при наличии в нём градиента темп-р. З. э. связан с др. *термоэлектрическими явлениями* (*Пельтье эффектом* и *Томсона эффектом*) соотношениями Кельвина:

$$\rho=T\frac{dS}{dT}, \qquad (1)$$

$$\Pi=TS, \qquad (2)$$

где ρ и Π — коэф. Томсона и Пельтье.

Градиент темп-ры создаёт в проводнике градиент концентраций «холодных» и «горячих» носителей заряда. В результате этого возникают два диффузионных потока носителей — вдоль и против градиента темп-ры. Т. к. скорости диффузии и концентрации «горячих» и «холодных» носителей заряда различны, то на одном конце проводника создаётся избыточный положит. заряд, а на другом — отрицательный. Поле этих зарядов приводит к установлению стационарного состояния: число носителей, проходящих через поперечное сечение образца в обоих направлениях, одинаково. Возникающая диффузионная термоэдс определяется температурной зависимостью концентрации носителей заряда и их подвижностью μ, обусловленной характером их взаимодействия с *фононами*, примесями и т. д.

В металлах электронный газ вырожден и термоэдс определяется только различием подвижностей «горячих» и «холодных» электронов. В полупроводниках термоэдс обусловлена зависимостью от T как подвижности, так и концентрации электронов и дырок. Обычно вклад в термоэдс, связанный с температурной зависимостью концентрации носителей, превышает вклад, обусловленный различием в $\mu(T)$, хотя последний в полупроводниках (вследствие *Больцмана распределения* носителей) на неск. порядков больше, чем в металлах. Именно поэтому термоэдс в полупроводниках значительно выше, чем в металлах.

Теоретическое описание. Выражение для термоэдс может быть получено из кинетич. ур-ния Больцмана:

$$S=K_1/K_0eT, \qquad (3)$$

где величины K_1 и K_0 определяются ф-лой:

$$K_n=-\int v_{ij}\tau(k)\,(\mathcal{E}-\eta)^n\frac{\partial f_0}{\partial\mathcal{E}}\,dk, \quad (n=0,\ 1).$$

Здесь v — скорость носителей ($i,\ j=x,\ y,\ z$), τ — время их релаксации, η — *химический потенциал*, f_0 — ф-ция распределения Ферми, e — заряд носителей, $\mathcal{E}$ — их энергия, k — волновой вектор.

Для металлов выражение (3) принимает вид:

$$S=\frac{\pi^2k^2T}{3e}\left[\frac{\partial\ln\sigma(\mathcal{E})}{\partial\mathcal{E}}\right]_{\mathcal{E}=\eta}=\frac{\pi^2k^2T}{3e\eta}\left[\frac{\partial\ln\sigma(\mathcal{E})}{\partial\ln\mathcal{E}}\right]_{\mathcal{E}=\eta}, \qquad (4)$$

где $\sigma(\mathcal{E})$ — проводимость при $T=$К. С помощью (4) может быть описана термоэдс кристаллич., аморфных и жидких металлов. Для металлов величина S порядка kT/η, т. к., с одной стороны, электронный газ вырожден и только малая часть электронов (порядка kT/η) участвует в диффузионном токе, с др. стороны, для большинства механизмов рассеяния зависимость проводимости от энергии слабая:

$$\left[\frac{\partial\ln\sigma(\mathcal{E})}{\partial\ln\mathcal{E}}\right]_{\mathcal{E}=\eta}\sim 1.$$

Однако существуют механизмы релаксации, для к-рых термоэдс в металлах порядка k/e. К ним относятся процессы асимметричного упругого и неупругого рассеяния электронов в *ферромагнетиках* с немагнитными примесями; процессы интерференции рассеяния, независящего от спинового взаимодействия электронов с примесью в кондо-решётках. В этих случаях $[\partial\ln\sigma(\mathcal{E})/\partial\ln\mathcal{E}]_{\mathcal{E}=\eta}\sim\eta/kT$. В приближении $\tau=\tau_0\mathcal{E}^r$, где r — параметр, зависящий от природы процессов рассеяния, из (3) следует:

$$S=\frac{\pi^2k^2T^2}{3e\eta}\left(\frac{3}{2}+r\right). \qquad (5)$$

Для полупроводников в случае квадратичного изотропного *дисперсии закона* носителей из (3) следует:

$$S=\frac{k}{e}\left[\left(r+\frac{3}{2}\right)-\frac{\eta}{kT}\right]. \qquad (6)$$

Знак термоэдс определяется знаком носителей заряда. Первый член суммы в (6) связан с изменением подвижности, а второй — с изменением концентрации носителей. Аналогичный вид имеет зависимость $S(T)$ для *аморфных и стеклообразных полупроводников*.

Влияние «увлечения» электронов фононами и магнонами. Диффузионная термоэдс рассматривалась выше в предположении, что фононная система находится в равновесии. В действительности наличие градиента темп-ры вызывает отклонение фононной системы от равновесия — возникает поток фононов от «горячего» конца проводника к «холодному». Взаимодействуя с электронной системой, они передают им свой избыточный импульс, в результате чего возникает дополнит. т. н. термоэдс фононного увлечения S_Φ (см. *Увлечение электронов фононами*, [4]). Она определяется харак-

тером электронно-фононного взаимодействия и зависит от др. механизмов рассеяния фононов. Если фононная система полностью релаксирует на электронах (эффект «насыщения»), то при $T \ll \theta_D$ (θ_D — *Дебая температура*) $S_\Phi \sim T^{-1}$. $S_\Phi \sim T^3$ как для металлов, так и для полупроводников. Если же фононы взаимодействуют не только с электронами, но и друг с другом, зависимость $S_\Phi(T)$ иная. В металлах при $T \gg \theta_D$. В полупроводниках электроны взаимодействуют только с длинноволновыми фононами (см. *Рассеяние носителей заряда* в полупроводниках), а S_Φ определяется их взаимодействием с коротковолновыми фононами, к-рым длинноволновые фононы передают свой импульс:

$$S_\Phi \sim T^{-(9-n)/2}, \quad n = 1, 2. \qquad (7)$$

Два значения n соответствуют двум механизмам фонон-фононной релаксации, в к-рых либо учитывается ($n=1$), либо не учитывается ($n=2$) затухание тепловых фононов. При низких темп-рах гл. роль играют процессы рассеяния на границах образца: $S_\Phi \sim D T^{3/2}$, где D — характерный размер образца.

В магнетиках существует эффект «увлечения» электронов магнонами, к-рый также вносит вклад в термоэдс (см. *Спиновые волны*).

Для металлов с многолистной *ферми-поверхностью* и полупроводников с многозонным характером проводимости выражения для диффузионной термоэдс и термоэдс увлечения обобщаются:

$$S = \sum_i \sigma_i S_i \Big/ \sum_i \sigma_i. \qquad (8)$$

Здесь σ_i и S_i — парциальные вклады в проводимость и термоэдс i-го листа поверхности Ферми или i-й энергетич. зоны.

З. э. в сверхпроводниках. Под действием градиента темп-ры в *сверхпроводниках* появляется объёмный ток нормальных возбуждений по природе такой же, как и в обычных проводниках. Этот ток обусловливает объёмный ток куперовских пар, к-рый компенсирует ток нормальных возбуждений. Т. к. полный объёмный ток равен 0, а электрич. поле в сверхпроводниках отсутствует, исследовать термоэдс, связанную с нормальными возбуждениями в сверхпроводниках, можно, измеряя сверхпроводящую компоненту тока.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Цидильковский И. М., Термомагнитные явления в полупроводниках, М., 1960; Зырянов П. С., Клингер М. И., Квантовая теория явления электронного переноса в кристаллических полупроводниках, М., 1976; Термоэлектродвижущая сила металлов, пер. с англ., М., 1980; Абрикосов А. А., Основы теории металлов, М., 1987.

И. М. Цидильковский, В. А. Матвеев.

ЗЕ́ЕМАНА ЭФФЕ́КТ — расщепление спектральных линий и уровней энергии атомов, молекул и кристаллов в магн. поле. Наблюдается на спектральных линиях испускания и поглощения; З. э. на линиях

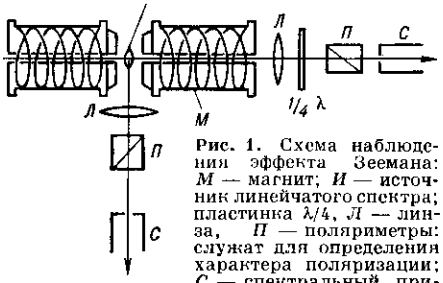


Рис. 1. Схема наблюдения эффекта Зеемана: M — магнит; $И$ — источник линейчатого спектра; пластинка $\lambda/4$, $Л$ — линза, $П$ — поляриметры: служат для определения характера поляризации; $С$ — спектральный прибор.

поглощения часто наз. о б р а т н ы м. Впервые обнаружен П. Зееманом (P. Zeeman) в 1896 при исследовании спектров испускания натрия. В 1897 Х. Лоренц (H. A. Lorentz) разработал первую теорию З. э. на основе классич. электродинамики, полное объяснение З. э. даёт квантовая механика.

В результате З. э. спектральная линия, испускаемая веществом, в магн. поле расщепляется на неск. зеемановских компонент (з е е м а н о в с к о е р а с щ е п л е н и е). Характер расщепления и поляризации компонент зависят от направления наблюдения. В случае т. н. п р о с т о г о (или н о р м а л ь н о г о) З. э. при наблюдении в направлении, перпендикулярном магн. полю (рис. 1), получаются три линейно поляризованные компоненты — несмещённая π-компонента, поляризованная вдоль поля, и две симметрично от неё расположенные σ-компоненты, поляризованные перпендикулярно полю (зеемановский триплет;

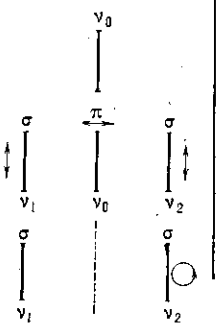


Рис. 2. Расщепление спектральных линий при простом эффекте Зеемана: вверху — без поля; в середине — при поперечном наблюдении в магнитном поле — триплет с частотами $\nu_0 - \Delta\nu$, ν_0, $\nu_0 + \Delta\nu$, линии линейно поляризованы (направление указано стрелками); внизу — продольное наблюдение в магн. поле — дублет с частотами $\nu_0 - \Delta\nu$ и $\nu_0 + \Delta\nu$, линии поляризованы по кругу в плоскости, перпендикулярной направлению поля.

рис. 2). При наблюдении вдоль поля получается дублет — две компоненты с круговой поляризацией, направленной в противоположные стороны. В общем случае с л о ж н о г о (или а н о м а л ь н о г о) З. э. вместо каждой из компонент наблюдаются группы равноотстоящих линий, причём в целом картина расщепления остаётся симметричной относительно первоначальной несмещённой линии. Число линий сложного зеемановского расщепления может достигать неск. десятков.

При исследовании З. э. применяют спектральные приборы с высокой разрешающей способностью, т. к. величина расщепления мала: для магн. полей с напряжённостью $H \sim 2 \cdot 10^4$ Э она составляет сотые нм.

Энергия атома, находящегося в магн. поле H и имеющего магн. момент $\boldsymbol{\mu}$, равна:

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 - \mu_H H,$$

где $\mathcal{E}_0$ — энергия этого атома в отсутствие поля, μ_H — проекция магн. момента атома на направление поля, — $\mu_H H$ — дополнит. энергия, к-рую приобретает атом в магн. поле. Полный магн. момент атома связан с его механич. моментом $\boldsymbol{M}$:

$$\boldsymbol{\mu} = -g\,(e/2m_e c)\,\boldsymbol{M},$$

где g — *Ланде множитель*, e и m_e — заряд и масса электрона. Проекция M_H на направление H квантована, т. е. может принимать лишь дискретные значения $M_H = mh/2\pi$, где $m = \mathcal{J}, \mathcal{J}-1, \ldots, -\mathcal{J}$, а $\mathcal{J}$ — *квантовое число*, определяющее полный механич. момент атома. При данном $\mathcal{J}$ возможны $2\mathcal{J}+1$ разл. значений m. В результате энергия атома в магн. поле равна:

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 + gm\mu_Б H;$$

величина $\mu_Б = e\hbar/2m_e c$ наз. *магнетоном* Бора. Т. о., уровень энергии атома с данным $\mathcal{J}$ в магн. поле расщепляется на $2\mathcal{J}+1$ компонент, отстоящих друг от друга на расстоянии $g\mu_Б H$. Расщепление спектральных линий определяется расщеплением комбинирующих уровней энергии в магн. поле и *отбора правилом* для магн. квантового числа m: $\Delta m = 0, \pm 1$, причём при квантовых переходах, соответствующих $\Delta m = 0$, получаются π-компоненты, а при $\Delta m = \pm 1$ — σ-компоненты (рис. 3).

Частоты ν компонент спектральной линии с частотой ν_0 определяются ф-лой:

$$\nu = \frac{\mathcal{E}_i - \mathcal{E}_k}{h} = \nu_0 + \frac{\mu_Б H}{h}(g_i m_i - g_k m_k) = \nu_0 + \Delta\nu,$$

где $\mathcal{E}_i$, $\mathcal{E}_k$ и g_i, g_k — энергии и множители Ланде комбинирующих уровней энергии соответственно. При $\Delta m = m_i - m_k = 0$ получим:

$$\Delta\nu = \frac{\mu_Б H}{h}(g_i - g_k)\, m_i$$

(π-компоненты). При $\Delta m = \pm 1$ —

$$\Delta\nu = \frac{\mu_Б H}{h}[\pm g_k + m_i(g_i - g_k)]$$

(σ-компоненты). В частном случае $g_i = g_k$ получается простой З. э.

Распределение интенсивности I в картине зеемановского расщепления симметрично относительно ν_0. Значения интенсивностей I отд. компонент определяются значениями Δm и $\Delta\mathcal{J}$:
при $\Delta\mathcal{J}=0$ и $\Delta m=0$ $I = Cm^2$;
при $\Delta\mathcal{J}=0$ и $\Delta m=\pm 1$ $I = {}^1/_2 C(\mathcal{J}\mp m)(\mathcal{J}\pm m+1)$;
при $\Delta\mathcal{J}=1$ и $\Delta m=0$ $I = C'(\mathcal{J}^2 - m^2)$;
при $\Delta\mathcal{J}=1$ и $\Delta m=\pm 1$ $I = {}^1/_2 C'(\mathcal{J}\mp m)(\mathcal{J}\mp m-1)$
(C и C' — константы). Интенсивности I не зависят от типа связи моментов в атоме. Сумма интенсивностей компонент, возникающих при переходах с уровня, определяемого значением m, на уровни с $m-1$, m, $m+1$ не зависит от m (правило сумм интенсивностей для З. э.); сумма интенсивностей всех π-компонент равна сумме интенсивностей всех σ-компонент.

Исследование картины зеемановского расщепления позволяет определять значения $\mathcal{J}_i$ и $\mathcal{J}_k$ и др. характеристики комбинирующих уровней энергии, что имеет большое значение для интерпретации атомных спектров.

Рассмотренная картина расщепления получается в том случае, когда расщепление под действием внеш. магн. поля мало по сравнению с тонким расщеплением (см. *Тонкая структура*), т. е. для относительно слабых магн. полей. С возрастанием напряжённости внеш. магн. поля характер расщепления меняется — сложный З. э. приближается по своему виду к простому. В очень сильных полях, для к-рых зеемановское расщепление превосходит тонкое, получается зеемановский триплет, каждая компонента к-рого имеет тонкую структуру — т. н. *Пашена — Бака эффект* (рис. 4). Дополнит. энергия уровня определяется в этом случае суммой взаимодействий спинового и орбитального магн. моментов (μ_S и μ_L) атома с магн. полем и *спин-орбитальным взаимодействием*:

$$\Delta\mathcal{E}_{SH} = -\mu_{SH}H, \quad \Delta\mathcal{E}_{LH} = -\mu_{LH}H, \quad \Delta\mathcal{E}_{LS} = Am_L m_S$$

(A — константа, характеризующая спин-орбитальное взаимодействие, зависящая от S и L; μ_{SH} и μ_{LH} — проекции μ_S и μ_L на направление $\boldsymbol{H}$, m_S и m_L — соответствующие квантовые числа). В результате получаем:

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 + \mu_Б H(m_L + 2m_S) + Am_L m_S.$$

Для получения расщепления спектральных линий нужно учесть правила отбора для квантовых переходов между комбинирующими уровнями: $\Delta m_S = 0$ и $\Delta m = 0, \pm 1$.

Наряду с переходами между зеемановскими подуровнями, принадлежащими разл. уровням энергии (З. э. на спектральных линиях), можно наблюдать магн. квантовые переходы между зеемановскими подуровнями одного и того же уровня. Такие переходы происходят под действием излучения частоты $\nu = (\Delta\mathcal{E}_{m+1} - \Delta\mathcal{E}_m)/h$, к-рая для обычных магн. полей лежит в СВЧ-диапазоне, что приводит к избират. поглощению радиоволн, наблюдаемому в парамагн. веществах в пост. магн. поле (см. *Электронный парамагнитный резонанс*, *Магнитный резонанс*).

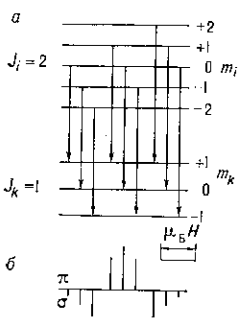


Рис. 3. Расщепление уровней энергии (*а*) и спектральных линий (*б*) в сложном эффекте Зеемана при $\mathcal{J}_i = 2$, $g_i = 7/6$ и $\mathcal{J}_k = 1$, $g_k = 3/2$. Стрелками указаны квантовые переходы, разрешённые правилами отбора. Длина штриха на рис. *б* соответствует интенсивности соответствующей компоненты.

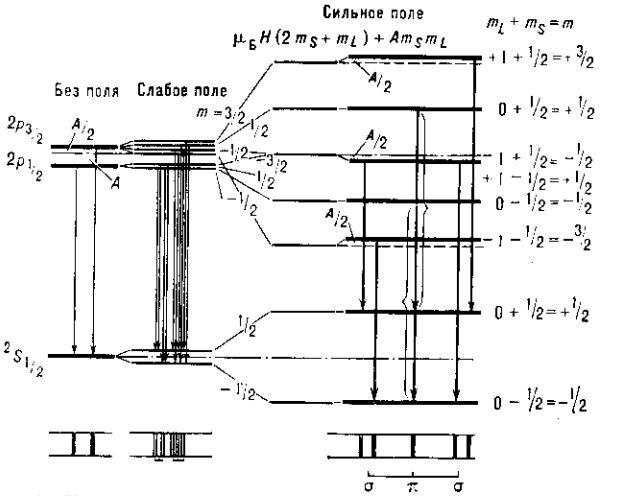


Рис. 4. Изменение картины расщепления уровней энергии и спектральной линии (внизу) в зависимости от напряжённости магнитного поля.

З. э. для молекулярных спектров имеет меньшее значение, т. к. расшифровка электронных переходов молекул производится гл. обр. по вращат. структуре спектров. Кроме того, наблюдение З. э. в полосатых спектрах представляет большие экспериментальные трудности из-за сложности расщепления и близости вращательных линий друг к другу. З. э. в молекулах исследуется методами *радиоспектроскопии*. В этом случае обычно исследуют молекулы в осн. электронном состоянии, в к-ром большинство молекул не обладает ни орбитальным, ни спиновым моментами; небольшой магн. момент молекулы в этом состоянии может быть обусловлен её вращением и магн. моментами ядер. В этих случаях З. э. наблюдается в радиочастотном вращательном спектре. З. э. наблюдается и в спектрах кристаллов, когда они имеют выраженную дискретную структуру. Для кристаллов особенное значение имеет наблюдение обратного З. э.— в спектрах поглощения.

З. э. применяется не только в спектроскопии, но и в устройствах квантовой электроники, в частности для измерения напряжённостей слабых магн. полей в лабораторных условиях и в космосе (см. *Квантовый магнитометр*).

Лит.: Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976, гл. 31; Ельяшевич М. А., Атомная и молекулярная спектроскопия, М., 1962; Фриш С. Э., Оптические спектры атомов, М.— Л., 1963.

М. А. Ельяшевич.

ЗЕМЛЯ — третья по порядку от Солнца планета *Солнечной системы*. Ср. расстояние от Солнца 149,6 млн. км (1 а. е.), эксцентриситет орбиты $e = 0{,}0167$, ср. скорость движения по орбите 29,765 км/с, период обращения по орбите 365,24 ср. солнечных суток. Наклон земной оси к плоскости эклиптики 66°33′22″, период вращения вокруг оси 23 ч 56 мин 4,1 с. Вращение вокруг оси вызывает смену дня и ночи, наклон оси и обращение вокруг Солнца — смену времён года. У пла-

неты З. имеется спутник — *Луна*, обращающийся вокруг неё на ср. расстоянии 384 400 км.

Форма З.— геоид: из-за вращения её фигура близка к эллипсоиду, она сплющена у полюсов и растянута в экваториальной зоне. Ср. радиус $R_\oplus$=6371,032 км, экваториальный — 6378,160 км, полярный — 6356,777 км (сжатие равно 1/298,25). Площадь поверхности 510,2 млн. км², объём $1{,}083\cdot10^{12}$ км³, ср. плотность 5518 кг/м³, масса $M_\oplus=5{,}976\cdot10^{24}$ кг. Ускорение свободного падения на экваторе 9,7805 м/с². Отклонение потенциала внеш. гравитац. поля З. от ньютоновского потенциала мало (~ 1/300). Первый поправочный член к ньютоновскому потенциалу связан с величиной сжатия геоида и равен $1{,}08270\cdot10^{-3}$; отклонение геоида от эллипсоида описывается последующими поправочными членами, величины к-рых на три порядка меньше первого члена. Они содержат информацию о флуктуациях плотности в недрах З., об отклонении З. от состояния гидростатич. равновесия, различии моментов инерции З. относительно её гл. осей. Момент инерции З. относительно оси вращения $I=8{,}04\cdot10^{37}$ кг·м², безразмерный ср. момент инерции З. $I^*=I/M_\oplus R_\oplus^2=0{,}33076$, что указывает на концентрацию массы к центру планеты (за счёт роста плотности с глубиной под действием давления, из-за роста с глубиной концентрации тяжёлых компонентов вещества З., а также из-за уплотнения вещества в недрах при происходящих там фазовых переходах).

З. обладает магн. полем, имеющим дипольный характер, но на больших высотах ($>3R_\oplus$) структура поля значительно сложнее (см. *Магнитосфера Земли*). Магн. полюсы З. не совпадают с её географич. полюсами; дипольный магн. момент З., равный $8\cdot10^{25}$ единиц СГС, образует с осью вращения З. угол 11,5°. Напряжённость геомагн. поля убывает от магн. полюсов к магн. экватору от 0,70 до 0,42 Э. Осн. магн. поле испытывает медленные вековые вариации. С периодом от сотен тыс. лет до неск. десятков млн. лет происходит смена полярности магн. поля З. Само существование у З. этого поля объясняется эффектом *гидромагнитного динамо* в её жидком металлич. ядре (см. *Земной магнетизм*).

Согласно сейсмич. данным, недра З. разделяются на три осн. области: кору, мантию и ядро. Кора отделена от мантии резкой сейсмич. границей, на к-рой скорости сейсмич. продольных волн v_p, поперечных волн v_S и плотность ρ скачкообразно возрастают. Эту границу наз. границей Мохоровичича (граница Мохо, или М). Осн. типы земной коры — о к е а н и ч е с к и й (толщина с учётом слоя воды ~10 км) и м а т е р и к о в ы й (толщина до неск. десятков км в горных районах); в зонах перехода от материка к океану кора имеет промежуточный тип. Эффективная толщина коры принимается равной 35 км. В интервале глубин 35—2885 км расположена силикатная оболочка, или м а н т и я З. Сейсмич. граница на глубине 2775 км между мантией и ядром З. была открыта в 1914 Б. Гутенбергом (B. Gutenberg). Эта граница — наиб. резкая граница раздела в недрах З. Она сильно отражает и преломляет сейсмич. волны. На ней скорость продольных волн (*P*-волн) скачком падает от 13,6 км/с в мантии до 8,1 км/с в ядре, а скорость поперечных волн (*S*-волн) уменьшается от 7,3 км/с до нуля. Непропускание ядром З. поперечных волн означает, что модуль сдвига ядра равен нулю, т. е. ядро З.— жидкое. На рис. 1 представлена сейсмич. модель З., т. е. показан характер изменения скоростей *P*- и *S*-волн с глубиной. В соответствии с данными сейсмологии, земные недра разделяются на восемь зон: *A*, *B*, *C*, *D* (*D'* и *D''*), *E*, *F*, *G*. Зона *A* (0—35 км) — земная кора; зона *B* (35—400 км) — слой пониженных скоростей сейсмич. волн; зона *C* (400—1000 км) — зона аномально быстрого возрастания скоростей (переходный слой); зона *D* разделяется на зону *D'* (1000—2700 км) — нормального возрастания скоростей за счёт увеличения давления — и зону *D''* (2700—2885 км) — узкую граничную зону мантии с ядром, характеризующуюся постоянством скоростей сейсмич. волн; зона *E* (2885—4980 км) — жидкое внеш. ядро; зона *F* (4980—5120 км)— переходная зона ядра; зона *G* (5120—6371 км) — твёрдое внутр. ядро З. Распределение плотности, давления

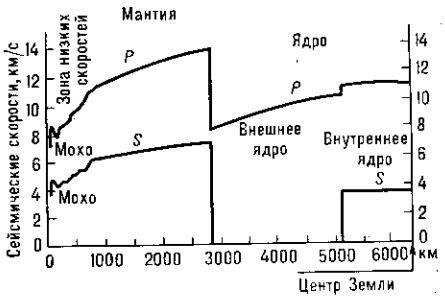


Рис. 1. Сейсмическая модель Земли: изменение скорости сейсмических *P*- и *S*-волн с глубиной.

и ускорения свободного падения в З. представлено на рис. 2. Совр. модели З. выделяют л и т о с ф е р у — наружную зону, включающую в себя кору и верх. зону мантии приблизительно до глубины 70 км. Литосфера расколота примерно на 10 больших плит, по границам к-рых расположено подавляющее число очагов землетрясений. Под жёсткой литосферой расположен слой повышенной текучести — а с т е н о с ф е р а З. Из-за малой вязкости астеносферы литосферные плиты плавают в «астеносферном океане», находясь тем самым в изостатич. равновесии. Астено-

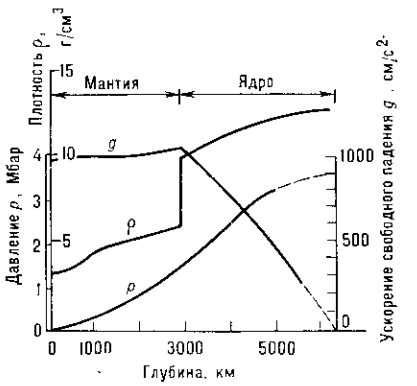


Рис. 2. Распределение плотности ρ, давления p (1 Мбар=10^{11} Па) и ускорения свободного падения g внутри Земли.

сфера почти совпадает со слоем пониженных скоростей сейсмич. волн, т. к. в ней темп-ры мантийного вещества наиб. близко подходят к темп-рам плавления. Согласно концепции больших горизонтальных перемещений литосферных плит и раздвигания океанич. дна [концепции «мобилизма», А. Вегенер (A. Wegener), 1912], кора З. создаётся в рифтовых зонах океанов и, как ленточный конвейер, движущийся со скоростью ≈ 5 см/год, раздвигается, а у глубоководных желобов погружается в мантию. У оси рифта астеносфера ближе всего подходит к поверхности З., по мере отодвигания литосферы плита остывает, и на расстоянии ~ 10^3 км от рифта толщина её стабилизируется и достигает 70—80 км, на континентах толщина литосферы может достигать 150—200 км. По-видимому, процессы, протекающие в астеносфере, определяют геол. строение земной коры, в ней же расположены и первичные магматич. очаги вулканов.

Оболочечная структура З. находит естеств. объяснение как следствие дифференциации её вещества под

действием гравитац. поля в условиях разогрева недр. Под чехлом метаморфич. и осадочных пород, имеющим перем. мощность, расположена континентальная кора, состоящая из двух гл. слоёв: гранитного и базальтового. Наращивание новой континентальной коры происходит в настоящее время за счёт магматизма в местах расположения островных и материковых дуг (темп $\approx 0{,}5$ км³/год). Океанич. кора имеет базальтовый состав, и вся мантия состоит из ультрабазитов. Внеш. ядро (30% массы З.) находится в жидком состоянии и состоит (по совр. представлениям) из смеси серы (12%) и железа (88%). Внутр. ядро (1,7% массы З.) — железо-никелевый сплав (20% Ni, 80% Fe). В состав З. кроме Fe (34,6%), O (29,5%), Si (15,2%), Mg (12,7%) входят в меньшем кол-ве многие др. хим. элементы, в т. ч. U, Th и K, выделяющие теплоту за счёт радиоакт. распада. Разогрев планеты мог также быть усилен теплотой, аккумулированной при образовании планеты, а также выделившейся при последующей гравитац. дифференциации вещества З. на силикатную мантию и железное ядро. От поверхности З. к центру возрастают давление, плотность и темп-ра: давление в центре З. $\approx 3{,}6 \cdot 10^{11}$ Н/м², плотность ок. $12{,}5 \cdot 10^3$ кг/м³, темп-ра ≈ 5000 °С. Поверхность З. в среднем излучает $(6{,}3—7{,}5) \cdot 10^{-2}$ Вт/м² (преим. в ИК-диапазоне). По совр. представлениям, теплота из недр З. выносится не только посредством *теплопроводности*, но и *конвекцией* вещества в недрах. Более того, рождение литосферных плит в рифтовых зонах, последующее их движение и, наконец, погружение в мантию у глубоководных желобов являются следствием конвенции в верх. мантии, т. е. океанич. литосфера определяется как наружный холодный пограничный слой конвективных ячеек верх. мантии. Эти представления развиваются теорией, рассматривающей тектонич. движение плит, или новой глобальной тектоникой (НГТ).

В результате дифференциации вещества в недрах З. и его дегазации возникли также гидросфера и атмосфера. Общая масса совр. атмосферы $\approx 5{,}15 \cdot 10^{18}$ кг, она содержит азот ($\approx 78{,}08\%$ по объёму), кислород ($\approx 20{,}95\%$), а также водяной пар, углекислый газ и др. газы (см. *Атмосфера* Земли).

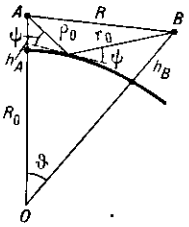
Макс. темп-ра поверхности суши 57—58 °С (в пустынях Африки), минимальная ок. —90 °С (в Антарктиде). Мировой океан занимает большую часть поверхности З. (361,1 млн. км²; $\approx 70{,}8\%$), его ср. глубина ок. 3800 м, наиб.— 11 022 м (Марианская впадина в Тихом океане), объём воды 1370 млн. км³, ср. солёность 35 г/л. Поверхность суши составляет 149,1 млн. км² ($\approx 29{,}2\%$). Суша поднимается над уровнем Мирового океана в среднем на 875 м (наиб. высота 8848 м — вершина Джомолунгма в Гималаях).

По совр. космогонич. представлениям, З. образовалась ок. 4,6 млрд. лет назад в протопланетном облаке. Абс. возраст наиб. древних горных пород составляет свыше 3,75 млрд. лет. Геол. история З. делится на два этапа: докембрий, длившийся ок. 3 млрд. лет, и фанерозой — последние 570 млн. лет. Ок. 3,5—3,8 млрд. лет назад на З. создались условия (температурные, хим. и др.), благоприятные для зарождения жизни, началось развитие биосферы, оказавшее значит. влияние на состав атмосферы, гидросферы и осадочных пород. Имеются указания на возможное влияние внеш. (космич.) факторов на развитие жизни на З. Исследования морских отложений свидетельствуют о периодич. массовых вымираниях мн. видов животных и растений в среднем каждые 30 млн. лет. Слои с возрастом в 65 и 230 млн. лет сильно обогащены редкими для З. элементами: Ir и др. Эти же эпохи совпадают с двумя наиб. сильными биол. катастрофами. Возможно они были вызваны столкновениями З. с кометами или др. малыми телами Солнечной системы. Производств. деятельность человечества в 20 в. по своему влиянию на биосферу оказалась сопоставимой с воздействием глобальных природных факторов, поэтому проблемы взаимоотношений человеческого общества с природой (проблемы экологии человека) выдвинулись в науке и в практич. деятельности человечества на первый план.

Лит.: Джеффрис Г., Земля, ее происхождение, история и строение, пер. с англ., М., 1960; Ботт М., Внутреннее строение Земли, пер. с англ., М., 1974; Жарков В. Н., Внутреннее строение Земли и планет, 2 изд., М., 1983; Браун Дж., Массет А., Недоступная Земля, пер. с англ., М., 1984; Lewis J. S., Prinn R. G., Planets and their atmospheres, Orlando — [a. o.], 1984.

А. В. Козенко.

ЗЕМНАЯ ВОЛНА — радиоволна, распространяющаяся в однородной атмосфере вблизи поверхности Земли. В формировании З. в. важную роль играет область поверхности Земли, существенная для отражения. Это область первых зон Френеля, образующихся при пересечении с поверхностью Земли эллипсоидов вращения (с общими фокусами в точках излучения A и приёма B), определяемых ур-нием $k(r+\rho)=kR+m\pi/2$ (R — расстояние между A и B; r и ρ — расстояния от A и B до текущей точки; $k=2\pi/\lambda$, λ — длина волны, $m=1, 2, \ldots$).



Для З. в. можно выделить три осн. области: область прямой видимости, область вблизи горизонта и область глубокой тени, где распространение радиоволн возможно только за счёт дифракции.

Первое приближённое решение в виде плохо сходящегося ряда было получено Дж. Ватсоном (G. Watson) в 1918. Полное решение задачи о волне, дифрагирующей на поверхности сферы, принадлежит В. А. Фоку (1945). Дифракц. ф-ла Фока для амплитуды З. в. u такова:

$$u = V(R_0\vartheta)^{-1}\exp(ikR_0\vartheta), \qquad (1)$$

где V — ф-ция ослабления, определяемая выражением

$$V = 2\sqrt{i\pi x}\sum_{s=1}^{\infty}\frac{\exp(ixt_s)}{t_s-q^2}\,\frac{w(t_s-y_A)}{w(t_s)}\,\frac{w(t_s-y_B)}{w(t_s)}. \qquad (2)$$

Здесь $x=R_0\vartheta(k/2R_0^2)^{1/3}$ — относит. расстояние; $y_{A,B}=kh_{A,B}(2/kR_0)^{1/3}$ — относит. высоты передающей и приёмной антенн; $q=i\varepsilon^{-1/2}(kR_0/2)^{1/3}$ — параметр, учитывающий электрич. свойства поверхности Земли; ε — диэлектрич. проницаемость; $w(t)$ — *Эйри функция*; t_s — корни ур-ния $w'(t)-qw(t)=0$; R_0 — радиус Земли (рис.).

В области геом. тени, где ряд (2) довольно быстро сходится,

$$u \sim (R_0\vartheta)^{-1/2}\exp\left[ikR_0\vartheta-\alpha(kR_0)^{1/3}\vartheta\right]$$

(α — постоянная), т. е. за горизонтом поле экспоненциально уменьшается с расстоянием $D=R_0\vartheta$.

Вблизи горизонта, в области полутени [$\sin\psi \leqslant (kR_0)^{-1/3}$], выражение для З. в. соответствует дифракции Френеля на краю плоского экрана, а в непосредств. окрестности горизонта, когда $|(kR_0)^{1/3}\sin\psi| \ll 1$, ф-ция ослабления не зависит от расстояния.

В «освещённой» части пространства поле u слагается из падающего и отражённого полей и описывается интерференц. ф-лой:

$$u = R^{-1}\exp(ikR) + fR'^{-1}\exp(ikR')\times$$
$$\times[1+h_Ah_BR^2/R_0(h_A+h_B)^3]^{-1/2}. \qquad (3)$$

Здесь f — коэф. отражения Френеля, $R'=r_0+\rho_0$, остальные обозначения приведены на рис.

З. в. обеспечивает *загоризонтное распространение радиоволн* ДВ-диапазона.

Лит.: Фейнберг Е. Л., Распространение радиоволн вдоль земной поверхности, М., 1961; Фок В. А., Проблемы дифракции и распространения электромагнитных волн, М., 1970; Введенский Б. А., Распространение ультракоротких радиоволн, М., 1973.

В. П. Урядов.

ЗЕМНО́Й МАГНЕ́ТИЗМ (геомагнетизм) — раздел геофизики, изучающий магнитное поле Земли (МПЗ), его распределение на земной поверхности, пространств. структуру (*магнитосферу Земли*, радиац. пояса), его взаимодействие с межпланетным магн. полем, вопросы его происхождения.

Магнитное поле Земли имеет постоянную составляющую — осн. поле (вклад его ~ 99%) и переменную (~ 1%). Осн. МПЗ по форме близко к полю диполя, центр к-рого смещён относительно центра Земли, а ось наклонена к оси вращения Земли на 11,5°, так что геомагн. полюса отстоят от географич. на 11,5°, причём в северном полушарии находится южный магн. полюс (вектор магн. индукции направлен вниз). Величина магн. момента диполя в наст. время составляет $8{,}3\cdot10^{22}$ А·м². Ср. величина магн. индукции вблизи земной поверхности равна ~ $5\cdot10^{-5}$ Тл. Напряжённость геомагн. поля убывает от магн. полюсов к магн. экватору от 55,7 до 33,4 А/м (от 0,70 до 0,42 Э). Отклонения от поля диполя, имеющие на поверхности Земли характерный размер ~ 10^4 км и величину в макс. до 10^{-5} Тл, образуют т. н. м и р о в ы е м а г н. а н о м а л и и (напр., Бразильская, Сибирская, Канадская). Осн. МПЗ испытывает лишь медленные изменения во времени (т. н. в е к о в ы е в а р и а ц и и, ВВ) с периодом от 10 до 10^4 лет, причём имеется чётко выраженный их полосовой характер 10—20, 60—100, 600—1200 и 8000 лет. Главный период — ок. 8000 лет — характеризуется изменением дипольного момента в 1,5—2 раза. В ходе ВВ мировые аномалии движутся, распадаются и возникают вновь. В низких географич. широтах хорошо выражен западный дрейф МПЗ со скоростью ~ 0,2° в год. В результате ВВ геомагн. полюс прецессирует относительно географич. с периодом ~ 1200 лет.

Сведения о распределении МПЗ и о ВВ получены из прямых измерений величины и направления МПЗ, к-рые начаты с 19 в., навигац. измерений магн. склонения (угла между направлением стрелки компаса и географич. меридианом в точке измерения) в 15—20 вв. и из археомагн. и палеомагн. данных. МПЗ измеряется с помощью *магнитометров* наземными стационарными магн. обсерваториями, а также проводятся магн. съёмки — морские, на самолётах, ракетах и ИСЗ. В совр. З. м. выделились два новых направления — археомагнетизм и палеомагнетизм, к-рые дали возможность изучить ВВ и обнаружить переплюсовку МПЗ.

А р х е о м а г н е т и з м — раздел З. м., изучающий величину и направление МПЗ, существовавшего в момент обжига керамики, кирпичей, черепиц, пода очагов и др. предметов человеческой деятельности, изготовленных из материалов, содержащих высококоэрцитивные ферримагн. минералы на основе окислов железа. При остывании от темп-ры выше *Кюри точки* минералы приобретают незначительную, но весьма стабильную термоостаточную намагниченность. Вместе с данными о времени обжига (историч. сведения или радиоуглеродный метод) величина и направление этой намагниченности позволяют восстановить пространственно-временну́ю структуру МПЗ за 8—10 тыс. лет.

Палеомагнитология — раздел З. м., изучающий величину и направление древнего МПЗ по намагниченности осадочных горных пород, содержащих ферримагн. минералы. Изучение палеомагн. методами показало, что МПЗ существовало, по крайней мере, 2.5 млрд. лет тому назад (возраст Земли ≈ 4,6 млрд. лет) и имело величину, близкую к современной. Среднее за 10^4—10^5 лет положение геомагн. полюсов совпадает с географическими. Характеристики геомагн. поля сохраняются неизменными в течение 10^5—10^7 лет, потом МПЗ неожиданно уменьшается в 3—10 раз, и в этот относительно короткий (10^3—10^4 лет) переходный период может измениться знак магн. поля (инверсия). Через нек-рое время величина МПЗ снова достигает нормального уровня и опять сохраняется достаточно долго (10^5—10^7 лет). При пониж. значении поля в переходный период может произойти одна, неск. (2—3) или ни одной инверсии. Моменты наступления переходных периодов распределены во времени случайно — вероятность их наступления описывается законом Пуассона. За последние ~ 30 млн. лет ср. время между инверсиями составляет ~ 150 000 лет; однако эта величина может меняться в значит. пределах: на протяжении последних 500 млн. лет она менялась на порядок с периодом ~ 200 млн. лет.

Палеомагн. измерения направления магн. поля на континентах позволили определить, на какой географич. широте располагался данный континент в момент образования изучаемой горной породы. Эти данные подтвердили гипотезу о дрейфе континентов.

Кроме мировых аномалий, в распределении геомагн. поля на поверхности наблюдаются м е с т н ы е а н о м а л и и, связанные с намагниченностью горных пород, слагающих земную кору. Почти все горные породы содержат нек-рое количество ферримагн. минералов на основе окислов железа, к-рые намагничиваются в МПЗ и создают аномалии. Размеры этих аномалий лежат в пределах от единиц до сотен км, их величина в среднем для всей поверхности Земли составляет $2\cdot10^{-7}$ Тл, но в отд. исключит. случаях достигает 10^{-5} Тл (Курская магн. аномалия). Изучение аномалий магн. поля имеет важное значение для поисков полезных ископаемых и изучения глубинного строения земной коры до глубины 20—50 км (темп-ра более глубоких слоёв превышает точку Кюри всех ферримагн. минералов).

Пространственная структура геомагнитного поля. МПЗ имеет пространств. распределение вокруг Земли, формируя совместно с *солнечным ветром* магнитосферу — многосвязную систему электрич. и магн. полей и потоков заряж. частиц. Магнитосфера не симметрична относительно дневной и ночной стороны: магн. поле с дневной стороны сжато солнечным ветром до расстояния ~ $10R_З$ ($R_З$ — радиус Земли) и имеет вытянутый «хвост» с ночной стороны на многие млн. км. Линии магн. поля в магнитосфере делятся на замкнутые ($\leqslant 3R_З$), близкие к линиям магн. диполя, и открытые, уходящие в хвост магнитосферы. Замкнутые линии магн. поля Земли являются *геомагнитной ловушкой* для заряж. частиц, образующих *радиационные пояса* Земли.

Электрич. токи, протекающие в ионосфере и магнитосфере, создают перем. компоненту магн. поля Земли (ПКМП), не превышающую по величине 10^{-7} Тл. Она испытывает временные вариации (с периодом от неск. секунд до неск. дней), к-рые делятся на спокойные и возмущённые. С п о к о й н ы е в а р и а ц и и связаны с суточным вращением Земли и её движением по орбите. Разогрев ионосферы и увеличение ионизации на дневной стороне приводят к возникновению устойчивых ионосферных ветров, т. е. движению электропроводящей среды в МПЗ. Генерируемые при этом движении электрич. токи создают спокойные с у т о ч н ы е в а р и а ц и и ПКМП, а их изменение в течение года — с е з о н н ы е в а р и а ц и и. В о з м у щ ё н н ы е в а р и а ц и и связаны с перегулярными процессами в магнитосфере, возникающими при обтекании МПЗ солнечным ветром. Нерегулярности солнечного ветра, создаваемые активными процессами на Солнце, приводят к резким и значит. перестройкам магнитосферы, что на поверхности Земли проявляется в виде разл. вариаций ПКМП — пульсаций, бухт, магн. бурь и т. п. Величина и характер *магнитных вариаций* зависят как от характеристик солнечного ветра (скорости и плотности частиц, направления вмороженного межпланетного магн. поля — ММП), так и от магнитогидродинамич. процессов, происходящих в разл. структурных особенностях магнитосферы. Во время магн. бурь ПКМП может изменяться до 10^{-6} Тл,

что существенно влияет на показания компаса в высоких широтах. Изучение ПКМП позволяет наземными методами диагносцировать параметры солнечного ветра и процессы в ионосфере и магнитосфере Земли. Напр., протекание спокойной суточной вариации ПКМП в полярной зоне зависит от направления ММП, и с изменением направления (определяемого секторной структурой ММП) форма вариации резко меняется. Этот эффект позволил подробно изучить направление ММП за много десятилетий до первых непосредственных измерений, выполненных на высокоапогейных ИСЗ.

Диагностика магнитосферных и ионосферных процессов имеет важное значение для определения условий распространения радиоволн, радиац. опасности на высотах полёта ИСЗ и т. п. Нек-рые вариации ПКМП могут оказывать влияние на живые организмы; предполагается нек-рое влияние ПКМП на атм. процессы и формирование погоды.

Магнитные поля планет Солнечной системы также являются в наст. время предметом изучения З. м. Прямые измерения магн. полей планет космич. аппаратами, а также изучение нек-рых типов радиоизлучения планет-гигантов (Юпитера и Сатурна) показали наличие у этих планет собственного магнитного поля. Магнитные поля на поверхности Марса и Меркурия достигают 10^{-7} Тл, на поверхности Юпитера — $1{,}4 \cdot 10^{-3}$ Тл, Сатурна — $2 \cdot 10^{-4}$ Тл. Венера и Луна не обладают измеримым магнитным полем, хотя изучение намагниченности наиболее древних пород Луны свидетельствует о вероятности существования такого поля на раннем этапе её истории. Заметной остаточной намагниченностью обладают также метеориты всех типов.

Генерация МПЗ. Вопрос происхождения МПЗ долгие годы оставался предметом острого интереса исследователей. Последовательно были изучены и отброшены, как несостоятельные, гипотезы о его ферромагн. природе (в связи с наличием высоких темп-р в недрах Земли); о разделении электрич. зарядов в теле Земли, вращающихся вместе с планетой (любые силы, способствующие разделению зарядов, на много порядков меньше кулоновских сил притяжения, препятствующих такому разделению); о токах, вызываемых термоэдс в неравномерно нагретой Земле (периоды вековых вариаций МПЗ на много порядков меньше характерных времён перестройки теплового поля). Всем экспериментальным фактам удовлетворяет лишь теория генерации МПЗ (и др. планет) конвективными движениями электропроводящего вещества в жидком ядре нашей планеты — теория *гидромагнитного динамо*. Характерные времена гидродинамич. процессов в жидком ядре Земли получены по независимым данным о вековых вариациях скорости суточного вращения Земли, связанных с перераспределением момента вращения между мантией и ядром Земли в связи с нерегулярностью турбулентной конвекции вещества в ядре. Найдены системы движения электропроводной жидкости, к-рые могут работать как динамо-машина с самовозбуждением. Построены экспериментальные модели, состоящие из быстро вращающихся цилиндров в электропроводящей жидкости, к-рые самовозбуждались и генерировали собственное магн. поле за счёт энергии вращения. Однако конкретной матем. модели гидромагн. динамо для Земли пока не построено. Затруднения связаны как с недостатком сведений об источниках энергии, возбуждающих конвективное движение в ядре Земли, так и с матем. трудностями решения полной системы ур-ний *магнитной гидродинамики*.

Лит.: Стейси Ф.-Д., Физика Земли, пер. с англ., М., 1972; Яновский Б. М., Земной магнетизм, Л., 1978.

В. П. Головков.

ЗЕМНЫЕ ТО́КИ (теллурические токи) (от лат. tellus, род. п. telluris — Земля) — естеств. электрич. токи, протекающие в поверхностных (твёрдой и жидкой) оболочках Земли. Естеств. электрич. поля могут быть разл. природы: электрохим., фильтрационные, диффузионные, грозового, ионосферного, гидродинамич. происхождения и т. д. Если при этом имеются условия для циркуляции зарядов, то возникают З. т. и магн. поля. З. т. глобального масштаба и постоянные во времени в поверхностных слоях не обнаружены. Т. о., аналогии между осн. магн. полем Земли (см. *Земной магнетизм*) и её электрич. полем нет. При изучении З. т. регистрируется разность потенциалов между двумя точками земной поверхности. Обычно используются кабельные линии с неполяризующимися электродами на концах. Для регистрации применяют гальванометры, самопишущие милливольтметры, электроразведочные осциллографы.

В совр. геофизике под З. т. подразумевают прежде всего индукц. токи, обусловленные *магнитными вариациями* разл. типов, источники к-рых расположены в ионосфере и магнитосфере Земли. Плотности таких токов в силу разнообразия пород, слагающих Землю, варьируют в широких пределах: от 10^{-4} до 10^{-9} А/м^2. З. т. являются частью общего эл.-магн. (магнитотеллурич.) поля Земли.

Спектр магнитотеллурич. вариаций широк. Периоды пульсаций составляют от единиц до десятков секунд, амплитуды изменений напряжённости электрич. поля — от десятых долей до единиц мкВ/м, магнитного — от десятых долей до единиц нТл. Спокойные солнечно-суточные вариации имеют амплитуды порядка единиц мкВ/м и десятков нТл. У т. н. бухтообразных возмущений периоды составляют десятки минут, амплитуды — десятки мкВ/м и нТл. У суббурь периоды составляют десятки—сотни минут, амплитуды — десятки—сотни мкВ/м и нТл. У мировых магн. бурь: периоды — часы—неск. суток, амплитуды — десятки—сотни мкВ/м и нТл.

Для описания магнитотеллурич. поля используется модель эл.-магн. волны, падающей или вертикально, или наклонно на поверхность от источников, находящихся в *ионосфере* и *магнитосфере Земли* (в этих областях происходят плазменные процессы, сопровождающиеся выделением значит. кол-ва эл.-магн. энергии; см. *Солнечно-земные связи*). Длина распространяющейся в атмосфере волны значительно превышает диаметр Земли, т. е. магнитотеллурич. поле — квазистатическое. Оно в большинстве случаев не похоже на однородное поле, т. к. имеет чётко локализованные источники.

В 70—80-е гг. 20 в. был развит т. н. дирекционный анализ данных магнитотеллурич. наблюдений, представляющих собой регистрацию естеств. эл.-магн. полей на поверхности Земли в ультранизкочастотном диапазоне, имеющем верх. границу ок. 3 Гц. Дирекционный анализ основывается на модели распространения плоской неоднородной эл.-магн. волны вдоль поверхности Земли. При этом принимается, что расположение земных пород — слоистое. С помощью дирекционного анализа удаётся в ряде случаев определить характеристики источника возмущений и дать геолого-геофиз. интерпретацию слоистым участкам земной коры и мантии.

В распределении магнитотеллурич. поля существенную роль играет *скин-эффект*. Глубина проникновения плоской эл.-магн. волны в Землю увеличивается с ростом периода колебаний. Напр., суточные колебания проникают до глубин в первые сотни километров. Комплексное сопротивление, к-рое Земля оказывает индуцированному в ней электрич. току, характеризуется входным импедансом. Импеданс является ф-цией частоты и в случае неоднородных волн зависит от квадрата горизонтального компонента волнового вектора. Определяется импеданс по отношениям взаимно ортогональных электрич. и магн. компонентов магнитотеллурич. поля. Интенсивность теллурич. то-

ков зависит от мощности источника и величины импеданса.

Отмеченные особенности распространения эл.-магн. волн в Земле лежат в основе магнитотеллурич. методов геофиз. разведки — магнитотеллурич. зондирования и профилирования, метода теллурич. токов. Эти методы используются для изучения внутр. электропроводности Земли, в разведочной геофизике — для поисков полезных ископаемых: нефти, газа, рудных месторождений. Разность потенциалов теллурич. поля на расстояниях в тысячи км может достигать во время магн. бурь неск. кВ. Поэтому интенсивность З. т. учитывают при проектировании и эксплуатации подземных и подводных коммуникаций большой протяжённости.

Морская вода — хороший проводник. Поэтому плотности морских токов в сотни раз больше сухопутных. В крупномасштабных океанских течениях электрич. поля достигают десятков мкВ/м, магнитные — десятков нТл. Морские токи создают помехи, к-рые необходимо учитывать при эксплуатации разл. приборов в морях и океанах. Намечаются пути использования морских токов в океанографии, при эл.-магн. зондировании дна океана, выясняется действие морских токов на ихтиофауну.

Лит.: Краев А. П., Основы геоэлектрики, 2 изд., Л., 1965; Сочельников В. В., Основы теории естественного электромагнитного поля в море, Л., 1979; Ваньян Л. Л., Бутковская А. И., Магнитотеллурические зондирования слоистых сред, М., 1980; Четаев Д. Н., Дирекционный анализ магнитотеллурических наблюдений, М., 1985.

Г. А. Фонарёв.

ЗЕ́РКАЛО оптическое — оптич. деталь (выполненная из стекла, металла, ситалла или пластмассы), одна из поверхностей к-рой обладает правильной формой, покрыта отражающим слоем и имеет шероховатость, не бо́льшую сотых долей длины волны света. В зависимости от типа покрытия различают З. металлизированные, в к-рых отражающее покрытие выполнено из алюминия, серебра, золота и др. металлов, и З. диэлектрические с отражающим покрытием, образованным чередованием тонких слоёв диэлектриков, напр. сернистого цинка, трёхсернистого цинка и т. п. Действие последних основано на явлении *интерференции света*, возникающей в тонких слоях (см. *Оптика тонких слоёв*). Вследствие этого диэлектрич. З. обладают ярко выраженной селективностью — способностью отражать свет узкого спектрального диапазона, а также поляризацией.

Качество З. тем выше, чем ближе форма его поверхности к математически правильной (сферич., цилиндрич., параболоидальной и т. д.). Широко применяют также плоские З., к-рые служат для изменения направления световых лучей в соответствии с законом отражения от плоской поверхности. Положение изображения, даваемого З., может быть получено из общих законов *геометрической оптики*. Если отражающая поверхность обладает осью симметрии, то положение предмета и его изображения связаны с радиусом кривизны r у вершины O (рис. 1) соотношением: $1/s'+1/s=2/\rho$, где s — расстояние от вершины O З. до предмета A, s' — расстояние до изображения A'. Эта ф-ла строго выполняется в параксиальной области, т. е. при бесконечно малых углах лучей, образуемых с осью З. Бесконечно малый отрезок прямой длиной l, перпендикулярной оси, изображается отрезком прямой l', также перпендикулярным оси, причём $l'=ls'/s$. Если предмет находится на бесконечности, то s' равно фокусному расстоянию З.: $s'=f'=r/2$. Фокальная плоскость находится на расстоянии $r/2$ от вершины З. Зеркала обладают всеми аберрациями, свойственными обычным оптич. системам (см. *Аберрации оптических систем*), за исключением хроматических. Последнее обстоятельство делает особенно ценным применение З. в астр. телескопах, в монохроматорах (особенно ИК) и др. приборах.

Приведём выражение для аберрации в изображении бесконечно удалённого точечного источника, полученного с помощью одиночного З. Если меридиональный луч образует с осью З. угол w (рис. 2), то расстояние FA' между осью и точкой A' пересечения лучом фо-

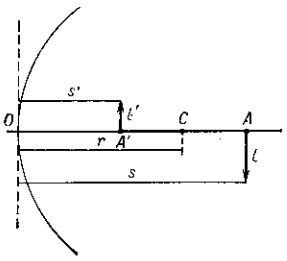


Рис. 1.

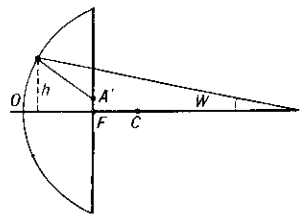


Рис. 2.

кальной плоскости $FA'=f'\operatorname{tg} w+z$, где z — поперечная аберрация, определяемая ур-нием:

$$8\frac{z}{f'}=-\omega'^3(1-e^2)+6\omega'^2 w\left[1+\frac{x}{r}(e^2-1)\right]-$$
$$-4\omega' w^2\left[3\left(1-\frac{x}{r}\right)^2-1-3e^2\frac{x^2}{r^2}\right]-$$
$$-w^3\frac{8x}{r}\left[\left(1-\frac{x}{r}\right)\left(2-\frac{x}{r}\right)-e^2\frac{x^2}{r^2}\right], \qquad (*)$$

где x — расстояние от вершины З. до входного зрачка, $\omega'=h/f'$, e — эксцентриситет меридионального сечения поверхности З. Все величины на рис. 2 положительны. Первый член в ур-нии (*), пропорциональный ω'^3, описывает *сферическую аберрацию*, второй — *кому*, третий определяет *астигматизм* и *кривизну поля изображений*, четвёртый — *дисторсию*.

Для З., применяемых в телескопах, центр входного зрачка совпадает с вершиной O З. ($x=0$), тогда ф-ла (*) принимает вид

$$8\frac{z}{f'}=-\omega'^3(1-e^2)+6\omega'^2 w-8\omega' w^2.$$

Для сферич. З. ($e=0$)

$$\frac{z}{f'}=-\frac{1}{8}\omega'^3+\frac{3}{4}\omega'^2 w-\omega' w^2.$$

Для параболич. З. ($e=1$)

$$\frac{z}{f'}=\frac{3}{4}\omega'^2 w-\omega' w^2,$$

т. е. сферич. аберрация отсутствует.

Из ф-лы (*) также вытекает известное свойство сферич. З., центр входного зрачка к-рого совпадает с центром кривизны З., а именно, у него отсутствуют все аберрации, кроме сферической и кривизны поля изображения. Действительно, при $x=r$ и $e=0$ ф-ла (*) принимает вид

$$8\frac{z}{f'}=-\omega'^3+4\omega' w^2.$$

Этим свойством пользуются в зеркально-линзовом телескопе, состоящем из сферич. З. и коррекционной пластинки, помещённой во входном зрачке для исправления сферич. аберрации З. Эллипсоидальные З. применяются в тех случаях, когда следует безаберрационно изобразить точку оси, находящуюся на конечном расстоянии от З., в др. точку оси. Обе точки являются фокусами эллипсоидальной поверхности. Тем же свойством обладают гиперболоидальные поверхности для случая, когда одна из точек мнимая, как это происходит, напр., в системе телескопа Кассегрена. В прожекторах и зеркально-линзовых оптич. системах применяют также З., представляющие собой линзы, задняя сторона к-рых является отражающей. З. широко используют в оптич. *интерферометрах*, а также в *оптических резонаторах* лазеров.

З. должно иметь высокий коэффициент отражения. Большими коэф. отражения обладают металлич. поверхности: алюминиевые в диапазонах УФ, видимом и ИК, серебряные — в видимом и ИК, золотые — в ИК. Отражение от любого металла сильно зависит от длины волны света λ: с её увеличением коэф. отражения возрастает для нек-рых металлов до 99% и более.

Коэф. отражения у диэлектриков значительно меньше, чем у металлов, напр. стекло с показателем преломления $n=1,5$ отражает всего 4% (подробнее см. в ст. *Отражение света*). Однако, используя *интерференцию света* в многослойных комбинациях прозрачных диэлектриков, можно получить отражающие поверхности (в относительно узкой области спектра) с коэф. отражения более 99% не только в видимом диапазоне, но и в УФ, что невозможно с металлич. поверхностями.

Наиб. распространённый способ изготовления З.— нанесение отражающих металлич. или диэлектрич. покрытий на полированную стеклянную поверхность катодным распылением или испарением в вакууме.

В последнее десятилетие разрабатываются способы изготовления больших параболоидальных зеркал (для телескопов) из отд. малых зеркал, положение к-рых автоматически регулируется т. о., чтобы отражённый ими свет звезды собирался в одну точку (см. *Адаптивная оптика*). Это позволяет в значит. степени компенсировать искажения, производимые турбуленцией в атмосфере.

Лит.: Тудоровский А. И., Теория оптических приборов, 2 изд., ч. 2, М.— Л., 1952; Максутов Д. Д., Астрономическая оптика, 2 изд., Л., 1979; Современный телескоп, М., 1968; Пейсахсон И. В., Оптика спектральных приборов, Л., 1970.

Г. Г. Слюсарев.

ЗЕ́РКАЛО АКУСТИ́ЧЕСКОЕ — гладкая поверхность, линейные размеры к-рой велики по сравнению с длиной волны λ падающего звука и от к-рой происходит

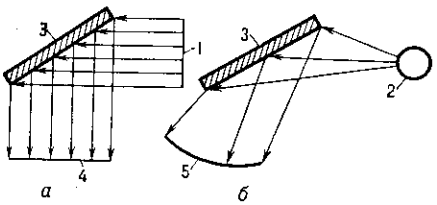


Рис. 1. Отражение от плоского зеркала *3*: *а* — плоской волны *1*; *б* — сферической волны *2*; *4* — фронт отражённой плоской волны; *5* — фронт отражённой сферической волны.

регулярное отражение звуковых волн. Поверхность З. а. считается достаточно гладкой, если шероховатости её не превосходят величины $\lambda/20$. Свойства З. а. определяются коэф. отражения материала, из к-рого оно изготовлено, и формой его поверхности. Коэф. отражения материала З. а. влияет на энергию отражённой волны, а форма определяет вид отражённой волны (плоской, сферич., цилиндрич.).

З. а. применяют гл. обр. для изменения направления распространения волн. Плоское З. а. изменяет

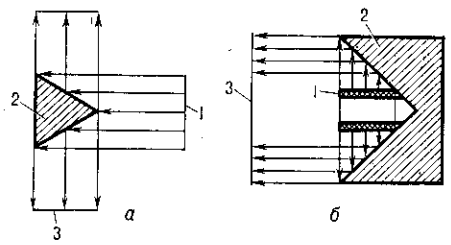


Рис. 2. Отражение волн от конического зеркала.

только направление распространения волны без изменения её вида: плоская волна остаётся плоской (рис. 1), а сферическая — сферической. Конич. З. а. изменяет не только направление распространения, но и форму фронта отражённой волны: плоская волна *1* (рис. 2, *а*), отражаясь от конич. З. а. *2*, превращается в цилиндрич. волну *3*, а цилиндрич. волна *1* (рис. 2, *б*), отражаясь от внутр. поверхности конуса *2*,— в плоскую волну *3*. Параболоидное З. а. *1* (рис. 3, *а*) изменяет направление и вид плоской волны *2*, превращая её в сходящуюся сферич. волну *3*, а эллипсоидное *1*

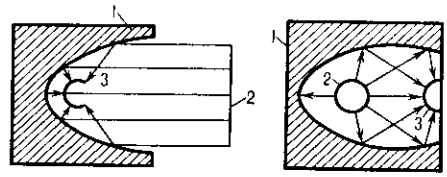


Рис. 3. Отражение волн: *а* — от параболоидного зеркала; *б* — от эллипсоидного зеркала.

(рис. 3, *б*) изменяет только направление распространения волны, преобразуя расходящуюся сферич. волну *2* в сходящуюся в др. фокусе сферич. волну *3*. З. а. применяются гл. обр. в акустич. рефлекторах и *концентраторах*.

И. Н. Каневский.

ЗЕРКА́ЛЬНАЯ АНТЕ́ННА — антенна, в которой формирование диаграммы направленности осуществляется с помощью зеркально отражающих поверхностей. Появление З. а. восходит к классич. экспериментам Г. Герца (H. Hertz), применившего в 1888 параболич. цилиндрич. зеркало для фокусировки радиоизлучения дециметрового диапазона. Это устройство является прототипом совр. З. а., состоящей из системы зеркал (в простейшем варианте — из одиночного зеркала) и системы облучателей (в простейшем случае — одиночного облучателя, расположенного в фокусе). Приёмные и передающие З. а. обычно не имеют конструктивных отличий, более того, в радиолокац. системах часто одну и ту же З. а. используют в качестве передающей и приёмной, поэтому термин «облучатель» условен, это может быть также и входной узел приёмного тракта. Используют зеркала разл. формы: параболич., эллиптич., гиперболич., сферич., плоские, встречаются отражатели в виде параболич. цилиндра, параболич. тора и т. п. (рис. 1).

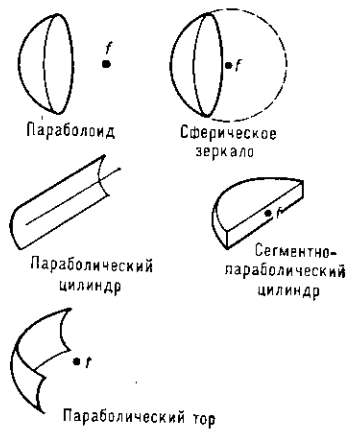


Рис. 1. Отражатели зеркальных антенн.

Наиб. распространены однозеркальные антенны, облучаемые из фокуса f с помощью «первичного» облучателя, напр. диполя или рупора, подключённого к линии передачи или волноводу (в приёмной З. а.— к детектору). В простейших многозеркальных антеннах применяют комбинации из параболич. зеркала и конфокального с ним зеркально отражающего гиперболоида или эллипсоида, фокусирующих излучение на поверхности гл. параболоида (рис. 2), куда и помещают первичный излучатель. Расчёт характеристик З. а. обычно осуществляют в два этапа: сначала в приближении геом. оптики качественно определяют конфигурации осн. элементов З. а. и их взаимное расположение; затем оценивают дифракц. эффекты, связанные с конечностью отношения длины волны излучения λ к характерным размерам З. а. L, а также с искажениями поля на резких краях зеркал, с неизотропностью диаграммы направленности первичного облучателя, её поляризац. особенностями и т. п. Обычно $L \gg \lambda$, что оправдывает применение разл. асимптотич. методов

теории дифракции. Неровности поверхности З. а. не должны превышать величины λ/20; обычно для изготовления зеркал используют лёгкие металлич. листы или сетки.

С помощью З. а. формируют весьма узкие диаграммы направленности с незначит. величиной боковых лепестков. Это обстоятельство, а также простота осуществления механич. и электрич. сканирования диаграммы направленности при слабой зависимости её характеристик от частоты (что обеспечивает широкополосность З. а.) обусловили применение З. а. в радиолокации, в технике связи (в т. ч. и космич.), в радиоастрономии. При этом существенна возможность предельного понижения *шумовой температуры*. К таким «малошумящим» З. а. относятся, в частности, *антенна переменного профиля*, перископич. антенны, рупорно-параболические и др. З. а. используют в качестве *антенн радиотелескопов*, а также в качестве осн. элементов в *радиоинтерферометрах* и системах *апертурного синтеза*.

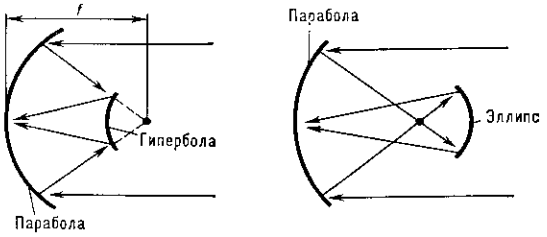


Рис. 2. Двухзеркальные антенны: вверху — антенна Кассегрена, внизу — антенна Грегори.

Лит. см. при ст. *Антенна*. *М. А. Миллер, Н. М. Цейтлин.*

ЗЕРКА́ЛЬНАЯ СИММЕТРИ́Я в физике частиц — симметрия относительно *пространственной инверсии*. Нарушается в процессах *слабого взаимодействия*.

ЗЕРКА́ЛЬНОЕ ОТРАЖЕ́НИЕ — направленное (или регулярное) отражение светового луча от гладкой плоской поверхности, при к-ром выполняются осн. законы отражения света. З. о. происходит, если высота h микронеровностей отражающей поверхности намного меньше длины световой волны λ. Практически весь свет (>99%) отражается зеркально, если $h<0{,}01\ \lambda$. Поверхность, отражающая свет диффузно в видимой области спектра, в более длинноволновой ИК-области отражает зеркально. Спектральный состав, интенсивность и фаза эл.-магн. волны зеркально отражённого света зависят от условий освещения (угол падения, апертура пучка и др.), оптич. свойств вещества и состояния отражающей поверхности.

Лит. см. при ст. *Отражение света*. *В. М. Золотарёв.*

ЗЕРКА́ЛЬНОЙ СИММЕТРИИ ПРА́ВИЛО (Лёвшина правило) люминесценции — правило взаимного расположения линий поглощения и люминесценции. См. в ст. *Степанова универсальное соотношение*.

ЗЕРКА́ЛЬНО-ЛИ́НЗОВАЯ СИСТЕ́МА — оптич. система, содержащая преломляющие (линзы) и отражающие (зеркала) поверхности. В нек-рых З.-л. с. зеркала выполняют чисто конструктивные функции (меняют направление светового пучка, уменьшают габариты прибора и т. п.), не влияя на качество изображения. В других случаях зеркала играют осн. роль в образовании изображений, а линзы служат гл. обр. для исправления аберраций.

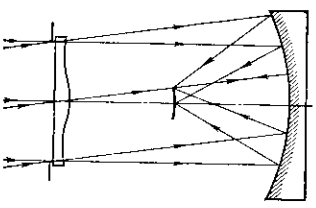


Рис. 1.

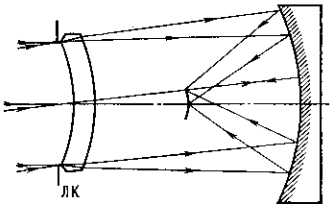


Рис. 2.

Сочетание аберрац. свойств зеркальных и линзовых элементов в З.- л. с. позволяет получить необходимое качество изображения при меньшем количестве оптич. деталей, чем в линзовых или зеркальных системах. Примером оптимального построения З.-л. с. является объектив Шмидта (рис. 1), в к-ром *сферическая аберрация* вогнутого сферич. зеркала компенсируется стеклянной коррекц. пластиной, у к-рой одна или обе преломляющие поверхности асферизованы. *Оптическая сила* пластины равна нулю (пластина афокальна), что обеспечивает устранение *хроматических аберраций*. В объективе Д. Д. Максутова сферич. аберрация зеркала убирается сферич. менисковой компенсирующей линзой ЛК (рис. 2) с исправленной хроматич. аберрацией положения. В этих объективах апертурная диафрагма расположена на первой поверхности пластины (или мениска) и совпадает с центром поверхности зеркала, что обеспечивает устранение комы и астигматизма (см. *Аберрации оптических систем*). Изображение не является плоским, а располагается на поверхности сферы. Недостаток таких объективов — их большая длина, превышающая примерно в два раза фокусное расстояние.

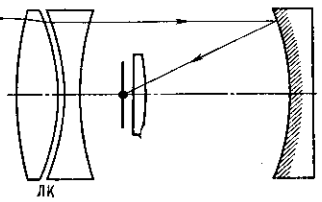


Рис. 3.

Весьма совершенным качеством изображения обладают З.-л. с., содержащие афокальный двухлинзовый компенсатор аберраций ЛК со сферич. поверхностями, к-рый может размещаться либо в параллельном пучке лучей перед зеркальной частью (рис. 3), либо в сходящемся пучке после зеркальной части (рис. 4). На рис. 3 представлен объектив, создающий высококачеств. плоское изображение при фокусных расстояниях, не превышающих 200 мм, угл. поле до 14° и *относительном отверстии* 1 : 1—1 : 1,4. При использовании асферич. зеркал в объективе по схеме рис. 4 удаётся получить относит. отверстие до 1 : 5. Эта оптич. схема рациональна в длиннофокусных системах при высоких требованиях к качеству изображения.

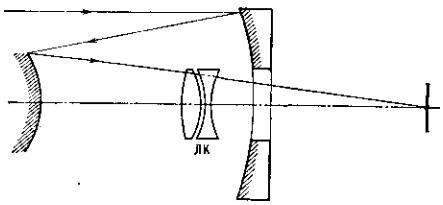


Рис. 4.

Недостаток большинства З.-л. с.— кольцевая форма входного и выходного зрачков (см. *Диафрагма*), что является следствием неоднократного прохождения лучей света через часть пространства, ограниченного оптич. системой. Отношение θ внутр. радиуса входного зрачка к внеш. радиусу наз. центральным экранированием. Кольцевая форма зрачка при-

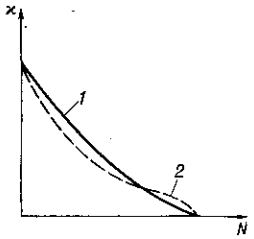


Рис. 5.

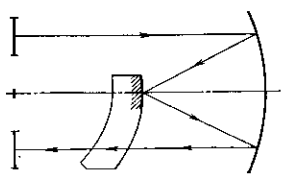


Рис. 6.

водит к уменьшению эффективной *светосилы* оптич. системы и перераспределению энергии в дифракц. изображении точки, снижая освещённость в его центре и повышая освещённость дифракц. колец. При центр. экранировании $\theta=0{,}3$ искажение дифракц. картины изображения точки примерно соответствует искажению, вызванному волновой сферич. аберрацией, равной 0,25 λ. Коэф. передачи *контраста* $\varkappa$ идеальной системы с центр. экранированием (рис. 5, кривая *2*) падает при ср. *пространственных частотах* N и повышается при высоких частотах по отношению к $\varkappa$ идеальной системы без центр. экранирования (кривая *1*, рис. 5). Однако в З.-л. с., качество изображения к-рых определяется геом. аберрациями, напр. в фотогр. телеобъективах, выполненных по схеме Максутова, центр. экранирование не приводит к заметному снижению $\varkappa$.

В З.-л. с., образующих изображения предметов, расположенных на конечном и малом расстоянии, возможно устранение центр. экранирования (рис. 6). При этом срезается центр. часть поля.

Одна из осн. областей применения З.-л. с.— астрономия. Сочетание зеркал разной формы и разл. комбинаций линзовых компенсаторов позволило создать З.-л. с. с большим углом зрения и светосилой, уменьшить длину астр. и фотогр. приборов. З.-л. с. используются в качестве светосильных теле- и фотообъективов с большой разрешающей способностью.

Ахроматичность и высокий коэф. отражения зеркал в широкой спектральной области обусловили использование З.-л. с. в *спектральных приборах* не только в видимой, но и в УФ- и ИК-областях спектра.

Лит.: Тудоровский А. И., Теория оптических приборов, 2 изд., ч. 2, М.—Л., 1952; Максутов Д. Д., Астрономическая оптика, 2 изд., Л., 1979; Волосов Д. С., Фотографическая оптика, 2 изд., М., 1978; Слюсарев Г. Г., Расчет оптических систем, Л., 1975; Михельсон Н. Н., Оптические телескопы. Теория и конструкция, М., 1976.

А. П. Грамматин.

ЗЕРКА́ЛЬНЫЕ Я́ДРА — ядра-изобары, переходящие друг в друга при замене протонов нейтронами и нейтронов протонами. З. я. встречаются только среди лёгких ядер, у к-рых числа протонов Z и нейтронов N не сильно отличаются. Примеры З. я.: $^{3}_{1}\mathrm{H}-^{3}_{2}\mathrm{He}$, $^{7}_{4}\mathrm{Be}-^{7}_{3}\mathrm{L}$, $^{9}_{5}\mathrm{B}-^{9}_{4}\mathrm{Be}$, $^{13}_{6}\mathrm{C}-^{13}_{8}\mathrm{O}$, $^{14}_{6}\mathrm{C}-^{14}_{8}\mathrm{O}$. Вследствие зарядовой симметрии *сильных взаимодействий* свойства З. я. близки: сходны спектры возбуждённых состояний, одинаковы квантовые числа (спин, чётность, изоспин). Массы З. я. различаются в основном за счёт изменения кулоновской энергии и разности масс нейтронов и протонов. Зарядовая симметрия — следствие более глубокой закономерности — *изотопической инвариантности* ядерных сил. З. я. представляют собой частный случай ядер, принадлежащих к одному изотопич. мультиплету (см. *Аналоговые состояния*). Зарядовая симметрия нарушается кулоновским взаимодействием, из-за чего появляются небольшие различия в структуре З. я. Их энергии связи (за вычетом кулоновской энергии) совпадают с точностью порядка неск. %. Переходы между З. я., напр. β-распад трития $^{3}\mathrm{H}\to{}^{3}\mathrm{He}$, вследствие схожести их структуры допускают простую теоретич. интерпретацию, и их исследование сыграло большую роль в установлении универсального характера *слабого взаимодействия*.

Лит. см. при ст. *Аналоговые состояния*. *В. М. Колыбасов.*

ЗИ́ВЕРТ (Зв), единица СИ эквивалентной дозы излучения, рекомендованная 16-й Ген. конференцией по мерам и весам (1979). 1 Зв = 1 Дж/кг = 10^2 бэр.

ЗИ́НЕРА МОДЕ́ЛЬ ферромагнетизма переходных металлов — первоначально была предложена в 1951 К. Зинером [1] для объяснения связи между ферромагнетизмом и электрич. проводимостью в окислах переходных металлов с промежуточной валентностью. В рамках этой модели предполагалось, что в результате, напр., замещения La^{3+} в $LaMnO_3$ на Ca^{2+} вместо иона Mn^{3+} возникает ион Mn^{4+}, к-рый захватывает электрон у одного из соседних ионов Mn^{3+}. Движение захватываемых электронов обусловливает конечную проводимость образца. Оно приводит также к ферромагн. упорядочению спинов электронов, принадлежащих атомам в узлах кристаллич. решётки, т. к. в соответствии с *Хунда правилом* спин атома в основном состоянии должен быть максимален. Для того чтобы это условие было выполнено при переходах электрона с атома на атом, спины этих атомов и электрона должны быть одинаково направлены. Перемещающийся от иона к иону электрон получил назв. зинеровского.

В 1970 Д. Эдвардс [2] предложил модифицированную З. м. для объяснения ферромагнетизма переходных металлов с кристаллич. решёткой из идентичных атомов, часть к-рых имеет число x d-электронов, а остальные $x+1$, где $1\leqslant x\leqslant 4$. Для более чем наполовину заполненной зоны проводимости ($5\leqslant x\leqslant 8$) тот же подход справедлив для *дырок* (см. *Зонная теория*). Модель применима для случая более чем одного d-электрона на атом. Модифицированная З. м. представляет собой обобщение *Хаббарда модели* и s—d-обменной *Шубина—Вонсовского модели*. Л. Бартел в 1973 [3] рассчитал в приближении случайных фаз спектр магн. возбуждений в рамках З. м. и показал, что в отличие от однозонной модели Хаббарда в З. м. спектр содержит дополнит. оптич. ветвь *спиновых волн*.

Лит.: 1) Zener C., Interaction between the d-shells in the transition metals. 2, «Phys. Rev.», 1951, v. 82, p. 403; 2) Edwards D. M., Hubbard splitting and the magnetic properties of transition metals and alloys, «Phys. Lett.», 1970, v. 33A, p. 183; 3) Bartel L. C., Modified Zener model for ferromagnetism in transition metals and alloys - model calculation of Tc *, «Phys. Rev.», 1973, v. 7B, p. 3153.

А. В. Ведяев, М. Ю. Николаев.

ЗНАКОПЕРЕМЕ́ННАЯ ВЫСОКОЧАСТО́ТНАЯ ФОКУСИРО́ВКА — знакопеременная фокусировка в линейном ускорителе, осуществляемая с помощью ВЧ электрич. поля. Существует неск. видов З. в. ф.: *квадрупольная высокочастотная фокусировка*, *фазопеременная фокусировка*, пространственно-однородная квадрупольная фокусировка.

ЗНАКОПЕРЕМЕ́ННАЯ ФАЗИРО́ВКА — метод обеспечения устойчивости фазового движения в *линейном ускорителе*, при к-ром ускоряющие промежутки расположены вдоль ускорителя так, что частицы попадают поочерёдно то в устойчивую, то в неустойчивую *равновесную фазу*. Такое воздействие может привести к устойчивому движению частиц по фазе — к *автофазировке*. Поскольку в устойчивой равновесной фазе ВЧ электрич. поле дефокусирует, а в неустойчивой фазе фокусирует частицы, при З. ф. осуществляется одновременно знакопеременная фокусировка тем же ВЧ ускоряющим полем. В этом осн. достоинство метода З. ф.

ЗНАКОПЕРЕМЕ́ННАЯ ФОКУСИРО́ВКА — фокусировка (обычно сильная) пучков заряж. частиц в ускорителях или каналах транспортировки, обусловленная чередованием (в пространстве или во времени) фокусирующих и дефокусирующих магн. или электрич. полей (см. *Фокусировка частиц в ускорителе*).

ЗОДИАКА́ЛЬНЫЙ СВЕТ — слабое диффузное свечение, к-рое можно наблюдать на ночном небе в виде расширяющейся к горизонту полосы, простирающейся через зодиакальные созвездия. Видимая яркость З. с. приблизительно в 2—3 раза больше яркости ночного неба. Лучше всего З. с. виден в экваториальной области Земли между тропиками. Наиб. яркие части З. с. расположены вблизи горизонта и имеют конич. форму. По мере удаления от горизонта З. с. сужается, его яркость уменьшается и он постепенно переходит в едва различимую полосу шириной ок. 10° (зодиакальная полоса). В области, противоположной Солнцу, на зодиакальной полосе выделяется слабосветящееся пятно овальной формы, называемое противосиянием.

З. с.— это свет, рассеянный пылевыми частицами, к-рые находятся в *межпланетной среде* и образуют

облако эллипсоидальной формы с центром в Солнце (зодиакальное облако). Плоскость симметрии зодиакального облака близка к плоскости эклиптики (см. *Координаты астрономические*) (возможно, совпадает с ней). Концентрация пылевых частиц (N) убывает по мере удаления от Солнца ($N \sim r^{-1,3}$, где r — расстояние от Солнца) и от плоскости эклиптики. Как показали измерения, выполненные при помощи космич. аппаратов, осн. часть пыли, обусловливающая З. с., расположена между Солнцем и кольцом астероидов. В плоскости эклиптики на расстоянии 1 а. е. от Солнца плотность пыли ок. $3 \cdot 10^{-23}$ г·см$^{-3}$. Ср. размер пылинок неск. мкм. Ок. 95% З. с. обусловлено частицами радиусом <100 мкм.

Свет, рассеянный зодиакальным облаком, распространяется по всему небу и составляет ок. 15% всего излучения ночного неба в видимой области спектра. Распределение энергии в спектре З. с. близко к солнечному. З. с. частично поляризован. Степень поляризации и яркость З. с. изменяются с изменением угл. расстояния от Солнца. Поляризационные и спектральные особенности З. с. объясняются физ. свойствами межпланетных пылинок (размером, структурой поверхности, альбедо, показателем преломления). Распределение яркости З. с. в зависимости от угл. расстояния от Солнца в основном определяется индикатрисой рассеяния пылевых частиц, к-рая имеет резкий максимум в области прямого рассеяния. Осн. особенности противосияния могут быть объяснены наличием максимума на индикатрисе в области обратного рассеяния. Однако остаются необъяснимыми нек-рые детали в характере свечения противосияния. В первую очередь это касается изменения формы противосияния в течение ночи. С приближением противосияния к горизонту его форма изменяется от овальной к конической. При этом противосияние становится похожим на конус З. с. и наз. ложным З. с. Для объяснения этого явления выдвигались разл. гипотезы (напр., гипотеза пылевого или газового хвоста Земли), которые были отвергнуты. Явление ложного З. с. не имеет общепринятого объяснения.

Лит.: Дивари Н. Б., Зодиакальный свет и межпланетная пыль, М., 1981. *Н. Б. Дивари.*

ЗО́ЛОТО (Aurum), Au,—хим. элемент I группы периодич. системы элементов, благородный металл, ат. номер 79, ат. масса 196,9665. В природе представлен стабильным ^{197}Au. Электронная конфигурация двух внеш. оболочек $5s^2p^6d^{10}6s^1$. Энергии последоват. ионизаций 9,226, 20,5 и 30,5 эВ. Энергия сродства к электрону 2,31 эВ. Кристаллохим. радиус атома Au 0,144 нм, радиус иона Au^+ 0,137 нм. Значение электроотрицательности 2,4.

Мягкий пластичный жёлтый металл, кристаллич. решётка гранецентрированная кубич. с постоянной решётки a=0,40704 нм. Плотн. 19,32 кг/м^3, $t_{пл}$=1046,49°С, $t_{кип}$=2947°С (по др. данным, $t_{пл} \approx 1063$ °С, $t_{кип} \approx 2880$ °С). Теплота плавления 12,5 кДж/моль, теплота испарения 349 кДж/моль, теплоёмкость c_p=25,4 Дж/(моль·К). Коэф. линейного расширения $14{,}2 \cdot 10^{-6}$ К$^{-1}$ (при темп-рах 0—100 °С), уд. теплопроводность 311 Вт/(м·К). Уд. сопротивление 2,25 мкОм·см, термич. коэф. сопротивления $3{,}96 \cdot 10^{-3}$ К$^{-1}$(при темп-рах 0—100 °С). З. диамагнитно. Модуль упругости 77 ГН/м^2, для отожжённого З. предел прочности при растяжении 100—140 МН/м^2. Твёрдость по Бринеллю 176,5 МН/м^2 (для З., отожжённого при ~400 °С), по Моосу 2,5.

З. химически инертно, на воздухе не изменяется, в соединениях проявляет степени окисления +1, +3 и +5. З. может быть прокатано в листы толщиной 80 нм, просвечивающие синевато-зелёным цветом. Из 1 г З. удаётся изготовить до 2 км тончайшей проволоки. Тонкие слои напыленного З. используют для изготовления надёжных контактов в электронных лампах и радио- и электронных приборах и схемах (т. н. золотые печати). Из З. делают уплотняющие кольца и шайбы в вакуумных устройствах. Покрытие поверхностей тонкими слоями З. обеспечивает высокую стойкость к коррозии и хорошую отражат. способность. Из сплавов Au—Ag и Au—Cu изготовляют волоски гальванометров, а также надёжные миниатюрные контакты. Соединения З. используют в фотографии, при варке спец. сортов стёкол, в медицине и др. В радиотерапии для лечения поверхностно расположенных опухолей находит применение искусственно полученный радионуклид ^{198}Au (β-радиоактивен, $T_{1/2}$=2,696 сут).

Лит.: Паддефет Р., Химия золота, пер. с англ., М., 1982. *С. С. Бердоносов.*

ЗО́ММЕРФЕЛЬДА ТЕО́РИЯ МЕТА́ЛЛОВ — предложена А. Зоммерфельдом (A. Sommerfeld) в 1928. З. т. м. представляет собой дальнейшее развитие *Друде теории металлов*, отличаясь от последней тем, что распределение свободных электронов по энергиям описывается *Ферми — Дирака распределением*, а не *Больцмана распределением*. Как и теория Друде — Лоренца, З. т. м. пренебрегает взаимодействием электронов друг с другом, а их взаимодействие с кристаллич. решёткой сводит лишь к соударениям, при к-рых импульс электрона меняется скачком.

З. т. м. позволила объяснить отсутствие заметного вклада электронного газа в теплоёмкость металла при комнатной темп-ре. В З. т. м. этот вклад равен:

$$C_v = \frac{\pi^2}{2} \frac{kT}{\mathcal{E}_F} nk,$$

где $\mathcal{E}_F$ — Ферми энергия, T — абс. темп-ра, n — концентрация свободных электронов. При комнатной темп-ре эта теплоёмкость ~ в 100 раз меньше значения $3nk/2$, даваемого теорией Друде (при низких темп-рах электронный вклад в C_v может оказаться сравнимым с решёточным, обычно это происходит при темп-ре в неск. К).

Др. класс явлений, где теории Друде и Зоммерфельда приводят к разл. результатам,— кинетич. эффекты, обусловленные наличием разброса электронов по энергиям (*магнетосопротивление*, электронная теплопроводность, термомагн. явления, термоэлектрич. явления). З. т. м. даёт для этих эффектов величину, в $(\mathcal{E}_F/kT)^n$ (n=1, 2) раз меньшую, чем в теории Друде, что согласуется с экспериментом.

З. т. м. не могла объяснить эффекты, обусловленные зонной структурой энергетич. спектра металлов, напр. положит. знак постоянной Холла у мн. проводников (см. *Холла эффект*), и сложной формой *ферми-поверхности*. Тем не менее во мн. случаях З. т. м. в силу своей простоты оказывается удобной для численных оценок и качеств. объяснения электронных свойств металлов.

Лит.: Бете Г., Зоммерфельд А., Электронная теория металлов, пер. с нем., Л.— М., 1938; Ашкрофт Н., Мермин Н., Физика твердого тела, пер. с англ., т. 1, М., 1979. *Э. М. Эпштейн.*

ЗО́ММЕРФЕЛЬДА УСЛО́ВИЯ ИЗЛУЧЕ́НИЯ — один из возможных видов асимптотич. условий (граничных условий на бесконечности), к-рые выделяют единств. решения краевых задач для ур-ний, описывающих установившиеся колебания. З. у. и. выделяют расходящиеся волны, источники к-рых находятся в огранич. области пространства. Впервые введены в 1912 А. Зоммерфельдом для *Гельмгольца уравнения* $\Delta u + k^2 u = f(r)$. В пространстве трёх измерений З. у. и. для волнового поля u таковы: при $r \to \infty$ $u \sim r^{-1}$, $\lim r(\partial u/\partial r - iku) = 0$. В двумерном пространстве при $r \to \infty$ $u \sim r^{-1/2}$, $\lim r^{1/2}(\partial u/\partial r - iku) = 0$. Всякое решение однородного ур-ния Гельмгольца, удовлетворяющее второму условию, удовлетворяет и первому при $k > 0$. Для др. эллиптич. ур-ний З. у. и. не всегда определяют условия разрешимости краевой задачи, поэтому развиты др. способы выделения единств. решения. В соответствии с принципом предельной амплитуды единств. решение является пределом при $t \to \infty$ амплитуды решения задачи Коши для волнового

ур-ния с периодич. по времени t правой частью и нулевыми нач. условиями. Согласно принципу предельного поглощения, решение в среде без поглощения является пределом огранич. решения в поглощающей среде при стремлении поглощения к нулю. Существуют обобщения этого принципа для др. случаев.

Лит.: Тихонов А. Н., Самарский А. А., Уравнения математической физики, 5 изд., М., 1977; Владимиров В. С., Уравнения математической физики, 5 изд., М., 1988.

С. В. Молодцов.

ЗО́НА МОЛЧА́НИЯ в акустике — область, в к-рой звук удалённых мощных источников (взрывы, вулканич. извержения и т. п.) не слышен, в то время как на ещё больших расстояниях он снова появляется («зона аномальной слышимости»). З. м. обычно имеет на земной поверхности форму неправильного кольца, окружающего источник звука. Одновременно наблюдаются одна-две, иногда три З. м., разделённые зонами аномальной слышимости. Внутр. радиус первой З. м. обычно равен 20—80 км, иногда он достигает 150 км; внеш. радиус простирается до 150—400 км.

Причиной образования З. м. является *рефракция звука* в атмосфере. Т. к. темп-ра в ниж. слоях атмосферы убывает с высотой (вплоть до минус 50—75 °С на высоте 15—20 км), звуковые лучи отклоняются вверх, что приводит к прекращению слышимости на поверхности Земли. Повышение темп-ры до плюс 50—70 °С в слое, лежащем на высоте 40—60 км, приводит к тому, что лучи загибаются книзу и, огибая сверху З. м., возвращаются на земную поверхность, образуя зону аномальной слышимости. Вторая и третья зоны аномальной слышимости возникают вследствие одно- и двухкратного отражения звуковых лучей от земной поверхности. Для зон аномальной слышимости характерно запаздывание прихода звука по времени на 10—30% по сравнению со случаем нормального распространения звука вдоль земной поверхности; это запаздывание обусловлено большей длиной искривлённого луча по сравнению с прямым путём вдоль поверхности и меньшей скоростью звука в холодном воздухе. Ветер изменяет форму лучей, уничтожая симметрию в условиях распространения звука, что может привести к значит. искажению кольцеобразной формы З. м. и даже разомкнуть кольцо, ограничив зону аномальной слышимости нек-рым сектором. Изучение З. м. впервые привело к мысли о наличии слоя с повышенной темпрой на высоте ок. 40 км. Исследование аномального распространения звука — один из методов определения темп-р в ср. атмосфере.

Явление, аналогичное З. м., наблюдается также при распространении звука в море, где З. м. обычно наз. зонами тени (см. *Гидроакустика*).

Лит.: Митра С. К., Верхняя атмосфера, пер. с англ., М., 1955; Хргиан А. Х., Физика атмосферы, 2 изд., т. 1—2, Л., 1978; Толстой И., Клей К., Акустика океана, М., 1969, гл. 5.

ЗО́НД АКУСТИ́ЧЕСКИЙ — устройство для измерения звукового давления в заданной точке звукового поля, обеспечивающее мин. искажения поля, вызванные самим процессом измерения. Эти искажения могут возникать (при конечных размерах приёмника) из-за различия между плотностью и скоростью распространения звука в материале приёмника и в среде. Их можно уменьшить, используя приёмники с малыми по сравнению с длиной волны размерами. Однако такие приёмники весьма малочувствительны и поэтому непригодны для измерения слабых сигналов. Кроме того, часто необходимо знание структуры звукового поля в объёме, малом по сравнению с размерами приёмника (напр., при исследовании слуха, турбулентности и др.). Наконец, в ряде случаев приёмник нельзя непосредственно поместить в измеряемое звуковое поле вследствие разрушающего воздействия среды на приёмник (высокая темп-ра, хим. агрессивность, кавитац. эрозия и т. д.). Во всех этих случаях применяется З. а., представляющий собой узкий звукопровод, один конец к-рого вводится в исследуемую область звукового поля, а другой соединяется с приёмником, обладающим требуемыми чувствительностью и частотной характеристикой. В зависимости от условий измерений звукопроводы могут быть выполнены либо в виде трубки, заключающей в себе столб газа или жидкости, либо в виде твёрдого стержня, изолированного от окружающей среды, напр., газовой рубашкой, что гарантирует поступление в приёмник энергии только из исследуемой области поля.

Для осуществления в З. а. бегущей волны, что исключает резонансные явления и позволяет работать в широком диапазоне частот, необходимы спец. меры. Так, в З. а., предназначенном для работы в воздухе,

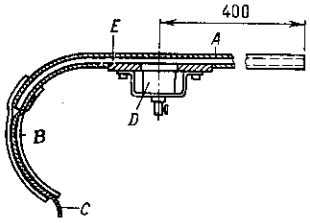


Рис. 1. Схема акустического зонда: *A* — латунная трубка; *B* — резиновая трубка; *C* — жгут из шерстяных ниток; *D* — капсюль конденсаторного микрофона; *E* — воздушный звукопровод.

в диапазоне слышимых частот (рис. 1), звукопровод из металлич. трубки переходит в мягкую (напр., резиновую) трубку того же диаметра, заполненную по всей длине для увеличения затухания звукопоглощающим материалом. При длине резиновой трубки 3 м практически обеспечивается отсутствие частотных искажений в диапазоне 50—6000 Гц (отклонения не превышают

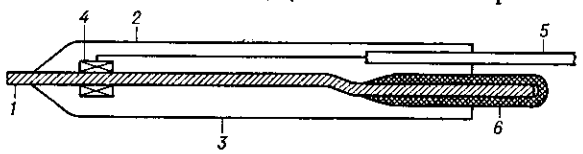
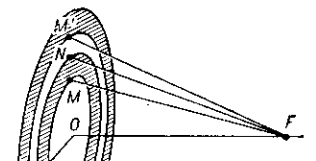


Рис. 2. Схема ультразвукового зонда: *1* — звукопровод (металлический стержень); *2* — изолирующая трубка; *3* — воздушный зазор; *4* — приёмный пьезоэлектрический элемент; *5* — вывод к усилителю; *6* — акустическая длинная линия с затуханием.

2,5 дБ). Конденсаторный микрофон *D* устанавливается сбоку вблизи стыка трубок. В УЗ З. а. (рис. 2) для достижения должного затухания металлич. волновод *1* длиной 1,5 м покрыт чехлом *2* из вибро- и звукопоглощающего материала (напр., резины или полистирола); приёмный элемент *4* в виде цилиндрика из пьезоэлектрич. керамики одет на звукопровод неподалёку от входного сечения.

Лит.: Бергман Л., Ультразвук и его применение в науке и технике, пер. с нем., 2 изд., М., 1957; Блинова Л. П., Колесников А. Е., Лайганс Л. Б., Акустические измерения, М., 1971.

ЗО́ННАЯ ПЛАСТИ́НКА (пластинка Соре) — экран (в простейшем случае — стеклянная пластинка), состоящий из системы чередующихся прозрачных и непрозрачных концентрич. колец, ширина к-рых подобрана так, чтобы расстояние от краёв соседних прозрачного и непрозрачного колец (рис.) до точки наблюдения F, называемой фокусом З. п., изменялось на длину полуволны; $NF-MF=\lambda/2$, где λ — длина волны. Т. о., З. п. делит падающую на неё волну на кольцевые *Френеля зоны*. Фазы волн, излучаемых соответствующими точками N и M каждых двух соседних зон, противоположны. Если между точечным источником и точкой наблюдения расположить З. п. с k прозрачными кольцами, соответствующими нечётным зонам



Френеля (чётные зоны — непрозрачные), то действие всех выделенных (прозрачных) зон сложится и амплитуда колебаний в точке наблюдения возрастёт в $2k$ раз; то же получится, если прозрачными будут чётные зоны, но фаза суммарной волны будет иметь противоположный знак. Если на стеклянную пластинку вместо непрозрачного слоя нанести прозрачный слой, вызывающий сдвиг фазы на $\lambda/2$, то интенсивность света в точке наблюдения возрастёт в $4k$ раз. Т. о., З. п. увеличивает освещённость в точке наблюдения подобно собирательной (положительной) линзе. Но хроматич. аберрация такой системы приблизительно в 20 раз больше, чем у линз из стекла типа «крон».

Примером З. п. может служить *голограмма* точечного источника; особенностью голограммы как З. п. является то, что переход от тёмного поля к светлому осуществляется не скачком, а плавно, приблизительно по синусоидальному закону. Аналогичные устройства могут быть созданы и в диапазоне радиоволн, где благодаря значительно бо́льшим длинам волн реализация описанного принципа упрощается и оказывается возможным создание направленных излучателей типа зонных антенн.

Л. Н. Капорский.

ЗО́ННАЯ ТЕО́РИЯ — один из осн. разделов квантовой теории *твёрдых тел*. З. т. описывает движение электронов в кристаллах и является основой совр. теории *металлов*, *полупроводников* и *диэлектриков* [1—4].

Электронные зоны в идеальном кристалле. Из-за близкого расположения атомов в кристаллах происходит перекрытие волновых ф-ций электронов соседних атомов или молекул. В результате из каждого дискретного энергетич. уровня атома или молекулы образуется энергетич. зона и электроны, находящиеся на этих уровнях, приобретают способность свободно перемещаться по кристаллу.

Особенность кристалла, отличающая его от аморфных тел и жидкостей,— периодичность в расположении атомов, т. е. наличие трансляц. симметрии. Из-за трансляц. симметрии волновая ф-ция электрона в кристалле $\psi(\boldsymbol{r})$ в точках с пространств. координатами $\boldsymbol{r}$ и $\boldsymbol{r}+\boldsymbol{a}$ ($\boldsymbol{a}$ — вектор решётки) отличается лишь фазовым множителем:

$$\psi_{\boldsymbol{k}}(\boldsymbol{r}) = u_{\boldsymbol{k}}(\boldsymbol{r}) \exp(i\boldsymbol{k}\boldsymbol{r}), \qquad (1)$$

где $u_{\boldsymbol{k}}(\boldsymbol{r}+\boldsymbol{a})=u_{\boldsymbol{k}}(\boldsymbol{r})$. Здесь $\boldsymbol{k}$ — волновой вектор электрона (см. *Блоха теорема*, *Блоховские электроны*). Квазиимпульс $\boldsymbol{p}=\hbar\boldsymbol{k}$ электрона является аналогом импульса свободного электрона, а величина $\lambda=2\pi/k$ — аналог длины волны де Бройля. Энергия электрона $\mathcal{E}(\boldsymbol{k})$ — периодич. ф-ция в $\boldsymbol{k}$-пространстве:

$$\mathcal{E}(\boldsymbol{k}+\boldsymbol{g}) = \mathcal{E}(\boldsymbol{k}), \qquad (2)$$

где $\boldsymbol{g}$ — любой из целочисленных векторов *обратной решётки*, построенной на базисных векторах $\boldsymbol{g}_1, \boldsymbol{g}_2, \boldsymbol{g}_3$, связанных с векторами прямой решётки $\boldsymbol{a}_i$ соотношениями: $\boldsymbol{g}_1=2\pi[\boldsymbol{a}_2\boldsymbol{a}_3]/\Omega$ и т. д. Здесь $\Omega=\boldsymbol{a}_1[\boldsymbol{a}_2\boldsymbol{a}_3]$ — объём *элементарной ячейки* кристалла. В качестве элементарной ячейки обратной решётки выбирают первую *Бриллюэна зону* (ЗБ). Объём ЗБ равен $\boldsymbol{g}_1[\boldsymbol{g}_2\boldsymbol{g}_3]=(2\pi)^3/\Omega$, а число электронных состояний в ЗБ (без учёта вырождения по спину) равно числу элементарных ячеек в объёме кристалла V, т. е. V/Ω. Т. о., плотность состояний в $\boldsymbol{k}$-пространстве не зависит от $\boldsymbol{k}$ и равна:

$$\rho(\boldsymbol{k}) = \frac{V}{(2\pi)^3}. \qquad (3)$$

Состояние электрона в кристалле $\psi_{\mu\boldsymbol{k}}(\boldsymbol{r})$ с энергией $\mathcal{E}_\mu(\boldsymbol{k})$ характеризуется непрерывным квантовым числом $\boldsymbol{k}$ и номером энергетич. зоны или номером ветви μ спектра, если зона включает неск. ветвей. Предполагается, что $\boldsymbol{k}$ лежит в пределах первой ЗБ (схема приведённых зон, рис. 1, *а*). Генетически каждая из ветвей μ связана с определ. уровнем атомов, составляющих кристалл. Число ветвей, образующихся из каждого атомного уровня, равно произведению степени вырождения этого уровня на число эквивалентных атомов в элементарной ячейке, т. е. атомов, меняющихся местами при преобразованиях симметрии, входящих в группу симметрии кристалла. В $\boldsymbol{k}$-пространстве существуют точки, в к-рых неск. состояний $\psi_{\mu\boldsymbol{k}}(\boldsymbol{r})$ с определ. $\boldsymbol{k}$ имеют одну и ту же энергию, т. е.

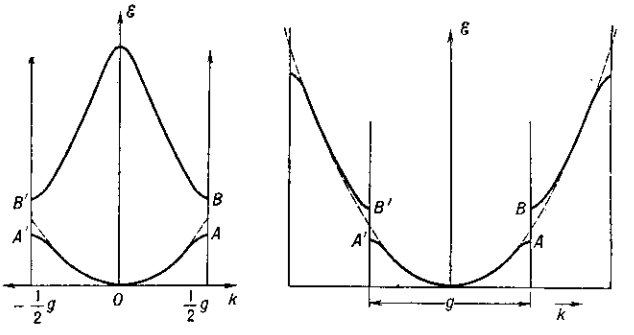


Рис. 1. Спектр электрона $\mathcal{E}(\boldsymbol{k})$ в приближении слабой связи (2 ветви): *а* — схема приведённых зон; *б* — схема расширенных зон.

соответствующие ветви спектра касаются или пересекаются. Существование и положение этих точек (вырожденные точки), как правило, обусловлено пространств. группой *симметрии кристалла*, а также требованиями, накладываемыми условием инвариантности к инверсии времени. Такое вырождение может возникать не только в изолированных точках ЗБ, но и на осях симметрии и её гранях. Пример вырождения, связанного с инвариантностью к инверсии времени,— двукратное спиновое вырождение, к-рое в кристаллах с центром инверсии имеет место во всех точках ЗБ. Т. к. инверсия времени K обращает и направление $\boldsymbol{k}$, и направление спина электрона, а пространств. инверсия I, обращая направление $\boldsymbol{k}$, не влияет на спин, то в таких кристаллах ф-ции $\psi_{\boldsymbol{k}}$ и $KI\psi_{\boldsymbol{k}}$, отвечающие одному и тому же значению $\mathcal{E}$ и $\boldsymbol{k}$, соответствуют разным спиновым состояниям. В кристаллах без центра инверсии спиновое вырождение может иметь место лишь в отд. точках, на осях симметрии и гранях ЗБ, для к-рых либо $\boldsymbol{k}=-\boldsymbol{k}+\boldsymbol{g}$, либо имеется операция симметрии, обращающая $\boldsymbol{k}$ в $-\boldsymbol{k}+\boldsymbol{g}$. В остальных точках ЗБ инвариантность к инверсии времени требует лишь выполнения общего условия $\mathcal{E}(\boldsymbol{k})=\mathcal{E}(-\boldsymbol{k})$ [5].

Наряду с вырождением, обусловленным условиями симметрии, пересечение ветвей спектра в изолированных точках может быть и случайным. При наличии точек вырождения одному и тому же интервалу энергий могут соответствовать неск. ветвей спектра (т. н. вырожденная зона). Как правило, вырожденные зоны возникают из вырожденных состояний изолированного атома. Наряду с этим в кристалле могут перекрываться и ветви, произошедшие из разных атомных уровней. Такое перекрытие может не сопровождаться возникновением точек вырождения.

Интервалы энергий, в к-рые попадают одна или неск. ветвей спектра, наз. разрешёнными зонами, интервалы, в к-рые ни одна из ветвей не попадает,— запрещёнными зонами. Иногда каждой из ветвей спектра $\mathcal{E}_\mu(\boldsymbol{k})$, соответствующих разным разрешённым зонам, сопоставляют свою μ-ю ЗБ, рассматривая спектр электронов во всём $\boldsymbol{k}$-пространстве. Такая схема, наз. схемой расширенных зон (рис. 1, *б*), удобна при описании почти свободных электронов, т. к. при этом сохраняется соответствие между волновым вектором электрона в кристалле и волновым вектором свободного электрона.

Поскольку свойство периодичности энергетич. спектра в $\boldsymbol{k}$-пространстве — следствие только трансляц. симметрии, то (2) справедливо и для всех др. элементарных

возбуждений, способных перемещаться по кристаллу и соответственно, как и электроны, обладающих квазиимпульсом (см. *Квазичастица*).

Заполнение зон в идеальном кристалле. Число мест в одной зоне ограничено и равно для каждой ветви (невырожденной по спину) V/Ω. В силу *Паули принципа* каждое из этих состояний может быть заполнено только одним электроном. При темп-ре $T=0$К электроны заполняют ниж. состояния. В зависимости от числа валентных электронов верхняя из заполненных зон может быть занята полностью или частично. Электроны полностью заполненной зоны не переносят ток, т. к. в такой зоне электрич. поле не может изменить распределение электронов по квазиимпульсам. Поэтому кристаллы, у к-рых ниж. зоны полностью заполнены, а верхние пустые, являются диэлектриками или полупроводниками. Верхняя из заполненных зон таких кристаллов наз.

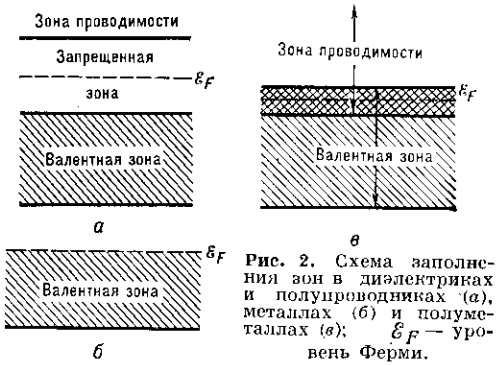


Рис. 2. Схема заполнения зон в диэлектриках и полупроводниках (*а*), металлах (*б*) и полуметаллах (*в*); $\mathcal{E}_F$ — уровень Ферми.

валентной зоной, а нижняя из пустых — зоной проводимости (рис. 2, *а*). Вещества с широкой запрещённой зоной, разделяющей валентную зону и зону проводимости, являются диэлектриками, а вещества с более узкой запрещённой зоной (обычно меньше 2,5—3 эВ) — полупроводниками. Однако деление между ними в значит. мере условно.

При частичном заполнении зоны внеш. электрич. поле может изменять распределение электронов по квазиимпульсам, так что возникает результирующий поток электронов создающий ток. Поэтому кристаллы с частично заполненными зонами являются металлами (рис. 2, *б*). Как правило, это кристаллы, образованные атомами с не полностью заполненными электронными оболочками. Кристаллы, составленные из атомов или ионов с полностью заполненными оболочками, — обычно диэлектрики или полупроводники. Напр., кристаллы инертных газов и щёлочно-галлоидные кристаллы типа NaCl, у к-рых все S-электроны катиона переходят на P-оболочку аниона, полностью заполняя её, обычно — диэлектрики. Однако многие из таких кристаллов в результате перекрытия зон, соответствующих разным атомным уровням, становятся металлами, пример — щёлочно-земельные металлы. И наоборот, в результате расщепления атомных уровней *внутрикристаллическим полем* кристаллы, образованные атомами с не полностью заполненными оболочками, могут быть диэлектриками. Так, в одноосных кристаллах P-уровень расщепляется на 2 подуровня, образующих 2 зоны, нижняя из к-рых м. б. полностью заполнена. Подобную роль может играть и ферромагнитное или антиферромагнитное упорядочение, снимающее вырождение по спину. Диэлектриками могут быть и кристаллы, содержащие в элементарной ячейке неск. атомов с не полностью заполненными оболочками. Пример — элементарные полупроводники IV группы периодич. системы (алмаз, Ge, Si), у к-рых элементарная ячейка содержит 2 атома, и VI группы (Se, Te) с 3 атомами в ячейке. Так, в алмазе, Ge, Si на 8 атомных S- и P-уровнях (с учётом спина) приходится 4 электрона, т. е. эти уровни заполнены наполовину. Из этих 8 уровней образуются 4 зоны, две из к-рых трёхкратно вырождены. Из них 2 нижние полностью заполнены имеющимися 8 электронами в каждой ячейке. Остальные 2 зоны остаются пустыми и образуют зоны проводимости. При этом в верх. валентной зоне Ge (Γ'_{25}, рис. 3, *а*, *б*), также как и в более высокой из зон проводимости (Γ_{15}), в точке Г (центр ЗБ) имеет место трёхкратное вырождение, а на осях Δ и Λ — двукратное вырождение одной из ветвей (Δ, Λ_3). Спин-орбитальное взаимодействие частично снимает это вырождение, расщепляя валентную зону в точке Г и по направлениям Δ и Λ [5, 10].

В ряде кристаллов частично заполненные зоны образуются в результате слабого перекрытия верх. заполненной зоны с нижней пустой. Такие вещества (графит, Bi, Sb) наз. *полуметаллами* (рис. 2, *в*). В нек-рых полупроводниках (напр., серое олово) одна из ветвей, выходящих из точки вырождения ($k_0=0$), идёт вверх,

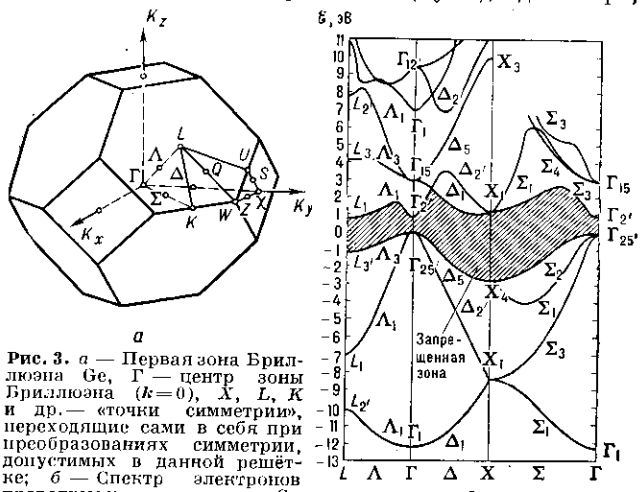


Рис. 3. *а* — Первая зона Бриллюэна Ge, Γ — центр зоны Бриллюэна ($k=0$), X, L, K и др.— «точки симметрии», переходящие сами в себя при преобразованиях симметрии, допустимых в данной решётке; *б* — Спектр электронов проводимости и дырок в Ge (без учёта спин-орбитального расщепления) в направлениях [111] (Λ), [100] (Δ), 110 (Σ) (индекс указывает номер неприводимого представления группы волнового вектора k); заштрихована запрещённая зона.

т. е. для неё $\mathcal{E}(k)>\mathcal{E}(k_0)$, а вторая вниз: $\mathcal{E}(k)<\mathcal{E}(k_0)$. При этом верх. ветвь пустая, а нижняя полностью заполнена, т. е. зона проводимости и валентная зона касаются в точке k_0. Такие кристаллы наз. *бесщелевыми полупроводниками*.

При $T=0$К уровень Ферми $\mathcal{E}_F$ определяет границу между заполненными и незаполненными уровнями (см. *Ферми-энергия*). В чистых полупроводниках и диэлектриках $\mathcal{E}_F$ проходит в запрещённой зоне, разделяющей валентную зону и зону проводимости; в металлах или сильно легированных полупроводниках — в разрешённой зоне. В этом случае изоэнергетич. поверхность в k-пространстве, определяемая ур-нием $\mathcal{E}_\mu(k)=\mathcal{E}_F$, наз. поверхностью Ферми. Для пересекающихся или вырожденных зон её форма различная для каждой из ветвей спектра. В металле она может либо охватывать замкнутую область k-пространства, либо проходить через всю обратную решётку (см. *Ферми-поверхность*). При $T>0$К степень заполнения электронами состояния с энергией $\mathcal{E}$ определяется *ферми-распределением*:

$$f_э(\mathcal{E})=\left[\exp\left(\frac{\mathcal{E}-\mathcal{E}_F}{kT}\right)+1\right]^{-1}. \qquad (4)$$

Положение уровня Ферми $\mathcal{E}_F$ находится из ур-ния:

$$\sum_\mu \int d^3k f_э[\mathcal{E}_\mu(k)]\,\rho(k)=N_э, \qquad (5)$$

где $N_э$ — полное число электронов в кристалле, задаваемое условием нейтральности, т. е. равенством полного заряда электронов заряду положит. ионов.

Электроны и дырки, примесные уровни. При повышении темп-ры в полупроводниках и диэлектриках в соответствии с (4), (5) электроны начинают переходить из валентной зоны в зону проводимости, образуя пустые места в валентной зоне, наз. д ы р к а м и. Движение носителей заряда в валентной зоне обычно описывают как движение дырок. Каждой дырке приписывают заряд и волновой вектор, равные с обратным знаком заряду и волновому вектору отсутствующего электрона. Энергия дырки $\mathcal{E}_д(k)=-\mathcal{E}_э(-k)=-\mathcal{E}_э(k)$, и вероятность заполнения дырочных состояний определяется ф-цией Ферми дырок:

$$f_д(\mathcal{E})=1-f_э(\mathcal{E})=\left[\exp\frac{\mathcal{E}+\mathcal{E}_F}{kT}+1\right]^{-1}. \qquad (6)$$

В полуметаллах движение носителей в нижней из перекрывающихся зон также описывают как движение дырок.

В металлах с замкнутыми поверхностями Ферми последние могут ограничивать либо область энергий с $\mathcal{E}(k)\leqslant\mathcal{E}_F$, либо область с $\mathcal{E}(k)>\mathcal{E}_F$. В последнем случае движение носителей заряда описывается как движение дырок с $\mathcal{E}_д(k)<-\mathcal{E}_F$. Число пустых мест, ограниченных этой поверхностью, наз. числом дырок, тогда как в первом случае число электронов в области, где $\mathcal{E}_э(k)<\mathcal{E}_F$, наз. числом электронов проводимости. Практически во всех металлах с замкнутыми поверхностями Ферми (кроме щелочных металлов) есть и электроны и дырки.

Во всех кристаллах имеются уровни, связанные с дефектами кристаллич. решётки и чужеродными атомами. Заполнение уровней примеси также определяется (4). В металлах, имеющих большое число свободных электронов, переходы носителей с примеси в зоны не играют заметной роли. В полупроводниках и диэлектриках (а также в полуметаллах с большой концентрацией примеси) концентрация носителей при не очень высоких темп-рах определяется числом электронов, перешедших с донорных уровней в зону проводимости, или числом электронов валентной зоны, захваченных акцепторами с образованием дырок [9, 10].

Наряду с объёмными уровнями в кристалле имеются *поверхностные состояния*. Волновая ф-ция электронов в этих состояниях локализована вблизи поверхности кристалла, внутри него. Различают собственные поверхностные состояния (у р о в н и Т а м м а) и примесные. Уровни Тамма возникают в результате «обрыва» решётки на границе и искажения приповерхностных ячеек. Эти уровни образуют п о в е р х н о с т н ы е з о н ы. Примесные поверхностные уровни связаны с дефектами и чужеродными атомами на поверхности.

Обычно энергия электрона на дне зоны проводимости меньше его энергии в вакууме, однако в исключит. случаях — напр., в кристаллич. и жидком гелии (см. *Гелий твёрдый*) — дно зоны проводимости лежит выше уровня покоящегося электрона в вакууме и поэтому электроны из вакуума не могут проникать в кристалл; однако они, поляризуя кристалл, притягиваются к нему индуцированным на поверхности зарядом. В результате образуются поверхностные состояния с волновой ф-цией, локализированной вне кристалла у его поверхности.

Основные методы расчёта зон. В первых расчётах зонной структуры использовались приближения слабой и сильной связи. В м е т о д е с л а б о й с в я з и в качестве нулевого приближения берутся волновые ф-ции свободного электрона (плоские волны), а периодич. поле кристалла рассматривается как возмущение. В этой модели электронный спектр $\mathcal{E}(k)$ почти во всём k-пространстве описывается той же ф-лой, что и для свободного электрона:

$$\mathcal{E}(k)=\hbar^2k^2/2m_0, \qquad (7)$$

где m_0 — масса свободного электрона, и лишь у границы зоны Бриллюэна испытывает разрывы (рис. 1, *б*). Эти разрывы связаны с брэгговским отражением электронов в кристалле; волновые векторы, для к-рых выполняется условие брэгговского отражения (см. *Брэгга — Вульфа условие*), как раз образуют поверхности зоны Бриллюэна. При этом каждая из граней зоны соответствует отражению от системы определ. плоскостей прямой решётки. В отличие от состояний внутри ЗБ, к-рым соответствуют бегущие волны (1), всем состояниям на её поверхности соответствуют *стоячие волны*.

Приближение слабой связи хорошо описывает электронный спектр простых металлов. Для определения формы их поверхности Ферми достаточно провести вокруг узла обратной решётки сферу, определённую условием $k_F^3=3\pi^2N/V$, где k_F — фермиевский импульс, N — число валентных электронов (м е т о д Х а р р и с о н а [7]). Если эта сфера выходит за пределы ЗБ, то форма поверхности Ферми оказывается несферической.

Если возмущающий потенциал не мал, то волновую ф-цию (1) можно разложить по векторам обратной решётки $\boldsymbol{g}$:

$$\psi_k(\boldsymbol{r})=\exp(i\boldsymbol{kr})\sum_{\boldsymbol{g}}G_{\boldsymbol{g}}\exp(i\boldsymbol{gr}), \qquad (8)$$

и задача сводится к решению секулярного ур-ния:

$$\det\left\|\left[\frac{\hbar^2}{2m_0}(\boldsymbol{k}-\boldsymbol{g})^2-\mathcal{E}\right]\delta_{gg'}+V_{gg'}\right\|=0. \qquad (9)$$

Т. к. волновая ф-ция валентных электронов ортогональна волновым ф-циям нижележащих состояний, она сильно осциллирует вблизи атомных остовов. Поэтому вклад в энергию валентных электронов от области атомного остова мал и истинный «сильный» потенциал может быть заменён более слабым сглаженным п с е в д о п о т е н ц и а л о м, что соответствует включению в (9) лишь матричных элементов $V_{gg'}$ с небольшими $q=|g-g'|$. Для расчёта псевдопотенциала предложен ряд методов, из к-рых наиб. часто используют методы ортогонализованных плоских волн (ОПВ) и присоединённых плоских волн (ППВ). При этом в обоих методах псевдопотенциал оказывается нелокальным, т. е. включает и компоненты $V_{gg'}$, зависящие от g и g' по отдельности [6, 9].

В эмпирич. методе псевдопотенциала $V_{gg'}$ не рассчитываются, а подбираются, с тем чтобы значения $\mathcal{E}_\mu(k)$ в выбранных точках ЗБ совпадали с определёнными экспериментально. Потенциалы $V_{gg'}$ можно представить как сумму вкладов отд. атомов решётки. Последние записываются в виде произведения структурного фактора, зависящего только от положения атома в ячейке, и *формфактора* атомных потенциалов, к-рые определяются только типом атома и практически не зависят от соединения, куда этот элемент входит. Это даёт возможность, определив псевдопотенциалы данных атомов из спектров одних веществ, рассчитывать затем спектр др. соединений, образованных ими.

Метод сильной связи. В качестве базисных ф-ций выбираются волновые ф-ции изолированных атомов $\psi_a(\boldsymbol{r})$, и ф-ция нулевого приближения, удовлетворяющая (1), записывается в виде:

$$\psi_k(\boldsymbol{r})=\frac{1}{\sqrt{N}}\sum_{\nu=1}^{N}\exp(i\boldsymbol{kR}_\nu)\,\psi_a(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{R}_\nu), \qquad (10)$$

где $\boldsymbol{R}_\nu$ — координата ν-го атома в решётке. При этом перекрытие волновых ф-ций соседних атомов считается малым и соответствующий вклад в энергию $\mathcal{E}(k)$ рассчитывается по теории возмущений. Обобщением этого метода является м е т о д л и н е й н ы х к о м б и н а ц и й а т о м н ы х о р б и т а л е й (ЛКАО), где в качестве базиса выбирается набор неск. атомных волновых ф-ций, включая волновые ф-ции возбуждённых состояний [11]. В эмпирич. методе ЛКАО интегралы перекрытия не рассчитываются, а подбираются так, чтобы получаемый спектр $\mathcal{E}(k)$

совпадал с экспериментальным, определённым в отд. точках ЗБ, а энергия атомных состояний $\psi_a(\boldsymbol{r})$ определяется из эксперим. значений потенциалов ионизации атомов или ионов [12].

$k—p$-метод и метод инвариантов. Электрич. и многие др. свойства полупроводников и полуметаллов, в к-рых число свободных носителей заряда мало, определяются лишь спектром вблизи точек экстремума, т. е. у «потолка» валентной зоны и «дна» зоны проводимости. Возможное положение экстремумов, число эквивалентных экстремумов и вид спектров вблизи них зависят от симметрии кристалла. Для расчёта спектра вблизи данного экстремума $\boldsymbol{k}_0$ используется либо теория возмущений ($k—p$-метод), в к-ром волновая ф-ция электрона в рассматриваемой зоне в точках $k \neq k_0$ раскладывается по волновым ф-циям всех др. зон в точке $\boldsymbol{k}_0$, либо метод инвариантов, позволяющий непосредственно учесть требования, накладываемые симметрией кристалла [5, 10]. При этом константы, определяющие спектр, находятся из сравнения с эксперим. данными.

Для зон, не вырожденных в точке $\boldsymbol{k}_0$, поверхность пост. энергии вблизи неё — эллипсоиды и спектр определяются тензором *эффективной массы*:

$$m^{-1}_{\alpha\beta} = \hbar^{-2} \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial k_\alpha \partial k_\beta}. \qquad (11)$$

В системе координат, связанных с гл. осями эллипсоида, этот тензор имеет в общем случае 3 компоненты $m^{-1}_{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta}/m_{\alpha\alpha}$ и

$$\mathcal{E}(\boldsymbol{k}') = \sum_{\alpha=1}^{\alpha=3} \frac{\hbar^2 k^2}{2m_{\alpha\alpha}}, \qquad (12)$$

где $\boldsymbol{k}' = \boldsymbol{k} - \boldsymbol{k}_0$. Для электронов вблизи потолка валентной зоны $m^{э}_{\alpha\alpha}$ отрицательны, для дырок $m^{д}_{\alpha\alpha} = -m^{э}_{\alpha\alpha}$ положительны. Если зона вблизи $\boldsymbol{k}_0$ вырождена, то спектр имеет более сложный вид и определяется из решения секулярного ур-ния, порядок к-рого задаётся кратностью вырождения. Аналогичные уравнения используют и для одноврем. описания близко расположенных зон, напр. в узкозонных полупроводниках, что даёт возможность учесть непараболичность спектра, т. е. отступление от закона (12) с увеличением $\boldsymbol{k}$.

Движение электронов во внешних полях. В металлах движение электронов в электрич. $\boldsymbol{E}$ и магн. $\boldsymbol{H}$ полях определяется квазиклассич. ур-ниями:

$$\frac{\partial \boldsymbol{p}}{\partial t} = \boldsymbol{F} = e\boldsymbol{E} + \frac{e}{c}[\boldsymbol{v}\boldsymbol{H}], \text{ где } \boldsymbol{v} = \nabla_p \mathcal{E}(\boldsymbol{p}). \qquad (13)$$

Из (13) следует, что при движении в поле $\boldsymbol{H}$ сохраняются (составляющая импульса, параллельная $\boldsymbol{H}$) p_z и полная энергия электрона $\mathcal{E}(\boldsymbol{p})$. Поэтому электрон на поверхности Ферми в магн. поле движется по траектории, представляющей собой её сечение плоскостью $p_z = \text{const}$. Для закрытых поверхностей эти сечения замкнуты, для открытых они могут быть замкнутыми и разомкнутыми в зависимости от ориентации $\boldsymbol{H}$. Для замкнутых траекторий период обращения электрона:

$$T = \frac{2\pi c m^*}{eH}, \quad m^* = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial S(p_z, \mathcal{E})}{\partial \mathcal{E}}. \qquad (14)$$

Здесь S — площадь, ограниченная траекторией электрона в плоскости $p_z = \text{const}$, величина $\omega_c = 1/T$ наз. циклотронной частотой, а m^* — циклотронной эфф. массой. При движении по замкнутым траекториям в сильном магн. поле происходит квантование орбит. Расстояние между возникающими *Ландау уровнями* равно $\hbar\omega_c$. Определив зависимость $\omega_c(\boldsymbol{p}_z)$ или площади $S(\mathcal{E}_F, \boldsymbol{p}_z)$ от ориентации $\boldsymbol{H}$, можно восстановить форму поверхности Ферми.

В полупроводниках и диэлектриках с невырожденными зонами движение носителей также описывается квазиклассич. ур-нием (13).

Квантовая теория, использующая *Шрёдингера уравнение* для спектра, задаваемого ур-нием (12), приводит к тому же выражению для $\hbar\omega_c$, что и ф-ла (14). В случае вырожденных или близких зон в полупроводниках, а также вблизи точек пересечения поверхностей Ферми в металлах квазиклассич. приближение (13) неприменимо и спектр электронов или дырок в электрич. и магн. полях определяется системой связанных ур-ний Шрёдингера, число к-рых определяется кратностью вырождения. В этих случаях уровни Ландау оказываются неэквидистантными. Отступление от квазиклассики для близко расположенных ветвей спектра можно описывать как туннелирование электронов с одной траектории Ландау на другую (см. *Пробой магнитный*).

Границы применимости зонной теории. З. т. исходит из предположений: а) потенциал кристаллич. решётки строго периодичен; б) взаимодействие между свободными электронами может быть сведено к одноэлектронному самосогласованному потенциалу, а оставшаяся часть рассмотрена методом теории возмущений; в) взаимодействие с фононами слабое и может быть рассмотрено по теории возмущений (см. *Электронно-фононное взаимодействие*).

В *неупорядоченных системах* условие а) не выполняется. Однако т. к. размытие атомных уровней связано с перекрытием волновых ф-ций соседних атомов, то и в неупорядоченных средах, в т. ч. в *жидкостях*, образуются разрешённые зоны и квазизапрещённые, с резко пониженной плотностью состояний. В неупорядоченных средах имеются два типа состояний электрона — локализованные и делокализованные. Локализация, связанная с разупорядочением решётки, наз. андерсеновской, а граничная энергия между локализованными и делокализованными состояниями — уровнем локализации. Если уровень Ферми в металле или сильно легированном полупроводнике проходит выше уровня локализации, то их проводимость носит металлич. характер (см. *Аморфные металлы*). В обратном случае проводимость осуществляется путём активированных перескоков между локализованными состояниями или тепловым забросом электронов выше уровня локализации.

Условие б) хорошо выполняется в полупроводниках и диэлектриках с малым числом свободных электронов, когда взаимодействие между ними мало и может быть учтено как электрон-электронное рассеяние. В металлах, где число свободных электронов велико, взаимодействие с осн. массой электронов учитывается самосогласованным одноэлектронным потенциалом. Взаимодействие с электронами, находящимися в тонком слое вблизи поверхности Ферми, может быть учтено в рамках теории *ферми-жидкости*, в к-рой в качестве элементарных возбуждений рассматриваются заряж. квазичастицы — фермионы, описывающие самосогласованное движение всей системы электронов. Электрон-электронное взаимодействие приводит, как правило, лишь к перенормировке спектра. Исключение составляют кристаллы с узкими зонами, где энергия отталкивания двух электронов на одном узле превышает ширину зоны. Если в таких кристаллах число электронов равно числу атомов, они являются диэлектриками, даже если число мест в зоне (с учётом спина) больше числа атомов. При изменении ширины разрешённой зоны в результате сближения атомов происходит переход к металлич. проводимости (переход Мотта).

Наряду с возбуждениями фермиевского типа в многоэлектронной системе в результате электрон-электронного взаимодействия возникают возбуждения — бозоны, не связанные с переносом заряда (*плазмоны*, *спиновые волны*). В этих колебаниях могут участвовать электроны и частично заполненных, и полностью заполненных зон. В полупроводниках и диэлектриках в результате взаимодействия электрона зоны проводимости и дырки валентной зоны образуются связанные состояния *Ваньe — Мотта экситоны*. В молекулярных кристаллах и диэлектриках возбуждённые состоя-

ния атомов или молекул, перемещающиеся по кристаллу, образуют *Френкеля экситоны*. Волновая ф-ция экситона удовлетворяет ф-ле (1); области разрешённых значений энергии экситона называются экситонными зонами.

Условие в) выполняется практически во всех металлах, где электрон-фононное взаимодействие ослабляется в результате его экранирования свободными электронами, и во мн. полупроводниках. В полярных диэлектриках и полупроводниках с достаточно большой степенью ионной связи и большой эфф. массой носителей последние, поляризуя решётку, образуют автолокализов. состояния — *поляроны*. Различают поляроны большого радиуса, у к-рых область локализации $R_п$ намного превышает постоянную решётки a, и малого радиуса с $R_п \approx a$. Автолокализов. состояния малого радиуса образуются и в неполярных диэлектриках, напр. в кристаллах инертных газов (см. *Автолокализация*), при этом, как правило, происходит автолокализация только дырок. Движение поляронов малого радиуса при низких темп-рах осуществляется по очень узкой поляронной зоне, а при более высоких — путём активированных перескоков от узла к узлу.

Лит.: 1) Бете Г., Зоммерфельд А., Электронная теория металлов, пер. с нем., Л.— М., 1938; 2) Абрикосов А. А., Основы теории металлов, М., 1987; 3) Киттель Ч., Квантовая теория твердых тел, пер. с англ., М., 1967; 4) Каллуэй Дж., Теория энергетической зонной структуры, пер. с англ., М., 1969; 5) Бир Г. Л., Пикус Г. Е., Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках, М., 1972; 6) Dimmock J. O., The calculation of electronic energy bands by the augmented plane wave method, «Solid State Phys.», 1971, v. 26, p. 129; 7) Харрисон У. А., Электронная структура и свойства твердых тел, пер. с англ., т. 1—2, М., 1983; 8) Хейне В., Коэн М., Уэйр Д., Теория псевдопотенциала, пер. с англ., М., 1973; 9) Займан Дж., Принципы теории твердого тела, пер. с англ., М., 1974; 10) Цидильковский И. М., Зонная структура полупроводников, М., 1978; 11) Heine V., Electronic structure from the point of view of the local atomic environment, «Solid State Phys.», 1980, v. 35, p. 1; 12) Bullett D. W., The Renaissance and quantitative development of the tight-binding method, там же, p. 129.

Г. Е. Пикус.

ЗОННЫЙ МАГНЕТИЗМ — магнетизм металлов и сплавов, интерпретируемый в рамках моделей, основанных на *зонной теории*. Типичные представители зонных магнетиков (ЗМ) — переходные металлы Fe, Co, Ni, Cr, Mn, их сплавы и соединения.

Энергетич. спектр переходных металлов представляет собой широкую *sp*-зону, в к-рую погружена система пяти узких пересекающихся *d*-зон (рис. 1) [1]. По сравнению с типичными зонами проводимости *sp*-электронов *d*-зоны имеют меньшую ширину, но плотность энергетич. уровней в них оказывается гораздо выше плотности уровней *sp*-электронов в той же области энергий, где расположены *d*-зоны. Об этом свидетельствует существенный вклад *d*-электронов в низкотемпературную теплоёмкость $C_{эл} = \gamma T$, где $\gamma \sim \rho(\mathcal{E}_F)$, т. е. значению плотности состояний на *ферми-уровне*. Коэф. γ у переходных металлов на порядок величины больше, чем у нормальных [2]; *d*-электроны переходных металлов по своим свойствам занимают промежуточное положение между локализованными и коллективизированными электронами. Оценки энергии связи электронов в кристалле и исследование *ферми-поверхностей* свидетельствуют о значит. степени коллективизации *d*-электронов. Так, ср. магн. моменты на атом в переходных металлах в единицах $\mu_Б$ ($\mu_Б$ — магнетон Бора) являются дробными, в то время как магн. моменты изолированных атомов в единицах $\mu_Б$ — целые числа; кроме того, измеренное значение *g-фактора* у переходных металлов близко к 2 (значение $g=2$ отвечает модели свободных электронов). Напр., магн. момент у Ni составляет $0{,}583\mu_Б$, у Fe — $2{,}177\mu_Б$, у Co — $1{,}707\mu_Б$ [3]; дробность значения магн. момента свидетельствует о том, что спонтанная намагниченность в этих металлах создаётся коллективизированными электронами. Рассеяние медленных нейтронов на *спиновых волнах* в этих веществах хорошо описывается как в рамках *Гейзенберга модели*, основанной на представлении о локализованных магн. моментах [4], так и в рамках модели коллективизированных электронов [5].

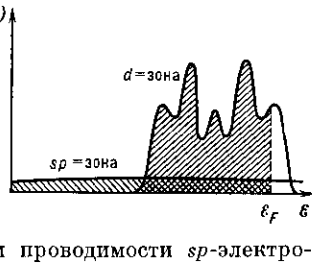


Рис. 1. Схематическое изображение плотности состояний переходных металлов. В условиях, когда ферми-уровень $\mathcal{E}_F$ лежит в пределах *d*-зоны, плотность уровней $\rho(\mathcal{E})$ вблизи $\mathcal{E}_F$ гораздо выше, чем в *sp*-зоне.

Распределение зарядовой плотности в ферромагн. металлах (Fe, Ni, Co) близко к атомному [3]. Двойств. характер поведения *d*-электронов обусловлен тем, что перекрытие *d-орбиталей* соседних атомов в переходных металлах оказывается значительным, и электроны имеют возможность перемещаться по всему образцу. В результате атомный *d*-уровень уширяется и образуется *d*-зона. В то же время между *d*-электронами существует кулоновское взаимодействие. Наиб. значит. вклад в энергию взаимодействия вносит кулоновское отталкивание электронов с противоположными направлениями проекции спина, находящихся вблизи одного и того же узла кристаллич. решётки. Энергия взаимодействия двух таких электронов

$$U = e^2 \int \Phi_i^*(r)\,\Phi_i(r) \mid r - r' \mid^{-1} \Phi_i^*(r')\,\Phi_i(r')\,dr\,dr',$$

где $\Phi_i(r)$ — функция Ванье для *d*-электрона, локализованного вблизи иона, расположенного в узле i кристаллич. решётки. Оценки показывают, что для двух электронов, находящихся на расстоянии $r \sim a_0$, т. е. *Бора радиуса*, $U \sim 10$ эВ. Для электронов, локализованных на соседних узлах решётки, эта энергия на порядок меньше [6, 7].

Наиб. существенным обстоятельством для появления магн. порядка в переходных металлах является то, что энергия U в этих металлах больше ширины *d*-зоны ($U \geqslant W$, где $W \sim 1$ эВ — ширина *d*-зоны). В этом случае кулоновское межэлектронное взаимодействие существенно влияет на движение *d*-электронов и в силу этого радикально меняет их плотность состояний. Как будет показано ниже, именно это взаимодействие приводит к раздвижке энергетич. зон электронов с разными направлениями спина и возникновению спонтанной намагниченности [7]. Простейшим образом, не учитывая орбитального вырождения и пренебрегая взаимодействиями, проявляющими себя на больших расстояниях, гамильтониан З. м. можно записать в след. виде (см. *Хаббарда модель*):

$$H = \sum_{i,\,j,\,\sigma} t_{ij} a_{i\sigma}^{+} a_{j\sigma} + \sum_{i,\,\sigma} U n_i^{\sigma} n_i^{-\sigma}.$$

Здесь t_{ij} — интеграл переноса электрона между узлами i и j, $a_{i\sigma}^{+}(a_{i\sigma})$ — оператор рождения (уничтожения) электрона с проекцией спина $\sigma/2$ на узле $i\,(j)$, $n_i^{\sigma} = a_{i\sigma}^{+} a_{i\sigma}$ — оператор числа электронов с ориентацией спина σ на узле i, σ принимает значения $+1$ и -1 [5]. Первый член гамильтониана описывает переходы электронов с узла на узел, а второй — кулоновское взаимодействие электронов с противоположными направлениями проекций спина на одном узле решётки. В рамках *среднего поля* приближения $n_i^{\sigma} n_i^{-\sigma}$ заменяется на $n_i^{\sigma} \langle n_i^{-\sigma} \rangle$, т. е. считается, что на электрон, находящийся в узле i и обладающий проекцией спина $\sigma/2$, действует ср. поле $U \langle n_i^{-\sigma} \rangle$, создаваемое электронами с противоположной ориентацией спина. В этом случае гамильтониан модели Хаббарда после преобразования

Фурье переходит в гамильтониан *Стонера модели* [8]:

$$H=\sum_{k,\,\sigma}[t(k)-\sigma Um/2]\,a^{+}_{k,\,\sigma}a_{k,\,\sigma},$$

где k — импульс, $t(k)$ — закон дисперсии невзаимодействующих электронов (фурье-образ интеграла переноса t_{ij}), m — ср. намагниченность на атом. Именно с этой моделью связаны осн. представления о З. м.

Для того чтобы система коллективизированных электронов обладала намагниченностью, необходимо, чтобы подзоны электронов с проекциями спинов $+^1/_2$ и $-^1/_2$ были по-разному заполнены. В рамках данной модели это достигается простейшим способом: предполагается, что кулоновское взаимодействие между электронами приводит лишь к раздвижке подзон электронов с разными проекциями спина, причём закон дисперсии и плотность состояний не изменяются. Схематически это изображено на рис. 2.

Ср. число электронов с ориентацией спина σ и импульсом k определяется ф-цией распределения Ферми:

$$n^{\sigma}_{k}=\langle a^{+}_{k,\,\sigma}a_{k,\,\sigma}\rangle=\left[\exp\beta\left(\mathcal{E}^{\sigma}_{k}-\mathcal{E}_{F}\right)+1\right]^{-1},$$

где $\beta=(kT)^{-1}$, $\mathcal{E}^{\sigma}_{k}=t(k)-\sigma Um/2$. Намагниченность m системы d-электронов определяется разностью числа электронов с ориентацией спинов по намагниченности и числа электронов с ориентацией спинов против намагниченности:

$$m=n^{+}-n^{-}=\sum_{k}\left(n^{+}_{k}-n^{-}_{k}\right).$$

Это ур-ние определяет величину суммарного магн. момента d-электронов металла при любой темп-ре. Среди его решений всегда имеется тривиальное решение $m=0$, а темп-ра, при к-рой появляется нетривиальное решение $m\neq0$, представляет собой темп-ру Кюри (T_c) в данной модели. Значение T_c определяют из ур-ния, к-рое получается при дифференцировании левой и правой частей ур-ния для магн. момента по m в точке $m=0$. Существование ферромагнетизма возможно, если $T_c>0$. Полагая $T_c=0$, получим критич. условие возникновения ферромагнетизма в данной модели — критерий Стонера:

$$U\rho(\mathcal{E}_F)>1,$$

где $\rho(\mathcal{E}_F)$ — значение плотности электронных состояний на ферми-уровне. Как видно из этого условия, для возникновения ферромагнетизма в модели Стонера необходимо, чтобы достаточно большими были как энергия взаимодействия d-электронов, так и плотность состояний на уровне Ферми. Т. о., уже для самой простой модели ферромагн. металла оказывается, что темп-ра перехода и само существование ферромагн. состояния определяется структурой энергетич. зон электронов, значением плотности состояний вблизи поверхности Ферми и раздвижкой подзон электронов с разл. проекцией спина.

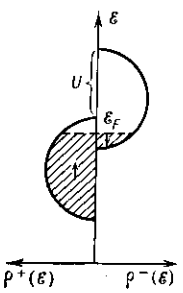


Рис. 2. Схематическое изображение зонного расщепления для модели Стонера: $\rho^{+}(\mathcal{E})$ — плотность уровней в подзоне, где спины электронов ориентированы по направлению намагниченности; $\rho^{-}(\mathcal{E})$ — плотность уровней в подзоне антипараллельных спинов.

Детальное исследование модели Хаббарда показывает, что раздвижка зон при росте U, достигнув величины W, перестаёт увеличиваться и форма электронных зон существенно меняется при переходе из парамагн. состояния в ферромагнитное [9]. Схематически это изображено на рис. 3. Структура энергетич. зон определяет и осн. состояние, и равновесные термодинамич. свойства системы, такие, напр., как зависимость магн. момента от темп-ры, к-рая связана с одноэлектронными возбуждениями. Дополнит. вклад в термодинамич. характеристики дают коллективные возбуждения типа спиновых волн. Наиб. успешно для количеств. расчёта свойств З. м. в осн. состоянии применяется метод функционала спиновой плотности. В рамках этого подхода точный гамильтониан системы взаимодействующих электронов заменяется гамильтонианом газа невзаимодействующих частиц в эфф. нелокальном потенциале. В приближении локальной спиновой плотности удаётся показать, что критерий Стонера справедлив только для ферромагн. переходных металлов Fe, Co, Ni (при $T=0$) [10]. Однако при конечных темп-рах свойства З. м. описать на основе теории Стонера не удаётся. В рамках этой теории невозможно согласовать большие (~1 эВ) значения энергии межзонного расщепления, необходимые для создания измеряемого на эксперименте магн. момента насыщения, и низкие (~1000 К) темп-ры Кюри переходных металлов. Кроме того, не удаётся объяснить наблюдаемое экспериментально кюривейсовское поведение восприимчивости при темп-рах выше темп-ры Кюри (см. *Кюри — Вейса закон*). Слишком высокое по сравнению с экспериментальным значение темп-ры Кюри, получаемое в рамках теории Стонера, свидетельствует о том, что осн. ферромагн. состояние разрушается не стонеровскими возбуждениями (т. е. возбуждениями, создаваемыми при переходе одного электрона из зоны с ориентацией спина $+^1/_2$ в зону с ориентацией спина $-^1/_2$), а коллективными флуктуациями спиновой плотности.

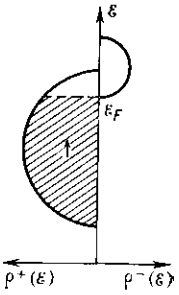


Рис. 3. Схематическое изображение зонного расщепления при последовательном учёте межэлектронного кулоновского взаимодействия.

На основе преобразования Стратоновича — Хаббарда [11] Т. Мория (T. Moriya) с соавторами развил теорию спиновых флуктуаций [11]. С помощью этого преобразования они заменили систему взаимодействующих спинов системой невзаимодействующих спинов в произвольно флуктуирующих полях. Рассчитанное в рамках этой теории значение темп-ры Кюри хотя и выше эксперим. значения, но значительно ниже рассчитанного в рамках теории Стонера. Температурная зависимость восприимчивости χ при повышении темп-ры в согласии с экспериментом переходит от кюривейсовской [$\chi=C/(T-\vartheta)$] к паулиевской ($\chi=$const). Однако спин-флуктуационная теория далека от завершения и во многом дискуссионна. В целом до настоящего времени полное и адекватное описание термодинамич. свойств ЗМ отсутствует.

В ЗМ может возникать не только ферромагн. порядок. Эксперименты по рассеянию нейтронов в Cr, α-фазе Mn и γ-фазе Fe показывают, что в спектрах рассеяния возникает ряд пиков, свидетельствующих о существовании в этих материалах антиферромагн. упорядочения. Наиб. интересен с точки зрения магнетизма коллективизированных электронов хром, существенно отличающийся от обычных *антиферромагнетиков*. Во-первых, в чистом Cr длина волны спиновой плотности несоизмерима с периодом кристаллической решётки. Волновой вектор этой структуры Q с компонентами $[2\pi(1-\delta)/a;\ 0;\ 0]$ (a — постоянная решётки, $\delta=0{,}05$) направлен вдоль одной из осей типа [100] и слабо зависит от темп-ры. Во-вторых, выше *Нееля точки* Cr ($T_N=312$ К) не существует локализованных магн. моментов. Ср. магн. момент на атом Cr равен 0,46 μ_B. При 120 К в Cr происходит *магнитный фазовый переход* (*спин-флип переход* с переориентацией магн. моментов). Поперечная модуляция магн. моментов сменяется продольной. Существование антиферромагн. структуры, несоизмеримой с постоянной кристаллич. решётки,

связано с явлением нестинга — наличием вкладывающихся участков ферми-поверхности у хрома [12].

Лит.: 1) Mott N. F., Electrons in transition metals, «Adv. Phys.», 1964, v. 13, p. 325; 2) Ашкрофт Н., Мермин Н., Физика твердого тела, пер. с англ., т. 1, М., 1979; 3) Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971; 4) Lynn J. W., Temperature dependence of the magnetic exicitations in iron, «Phys. Rev.», 1975, v. B 11, p. 2624; 5) Izuyama T., Kim D.-J., Kubo R., Band theoretical interpretation of neutron diffraction phenomena in ferromagnetic metals, «J. Phys. Soc. (Jap.)», 1963, v. 18, p. 1025; 6) Hubbard J., Electron correlations in narrow energy bands, 2, «Proc. Roy. Soc.», 1964, v. A 277, p. 237; 7) Маттис Д., Теория магнетизма, пер. с англ., М., 1967; 8) Stoner E. G., Collective electron ferromagnetism, «Proc. Roy. Soc.», 1938, v. A 165, p. 372; 9) Ведяев А. В., Николаев М. Ю., Концентрационный фазовый переход в модели Хаббарда, «Письма в ЖЭТФ», 1985, т. 41, с. 18; 10) Janak J. F., Uniform susceptibilities of metallic elements, «Phys. Rev.», 1977, v. B 16, p. 255; 11) Hubbard J., Calculation of partition function, «Phys. Rev. Lett.», 1959, v. 3, p. 77; 12) Moriya T., Recent progress in the theory of itinerant electron magnetism, «J. Magn. and Magn. Mater.», 1979, v. 14, p. 11; 13) Куликов Н. И., Тугушев В. В., Волны спиновой плотности и зонный антиферромагнетизм в металлах, «УФН», 1984, т. 144, с. 643.

А. В. Ведяев, М. Ю. Николаев.

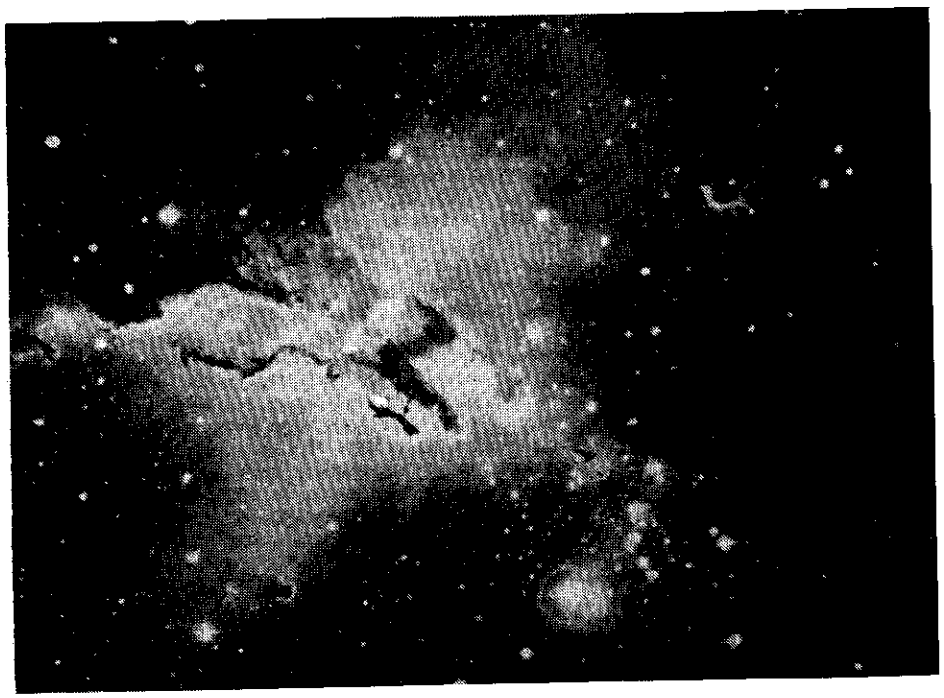
ЗО́НЫ HII (области ионизованного водорода) — широко распространённый тип *туманностей*, характеризующийся практич. полной (в большей части объёма более чем на 99,9%) ионизацией основного элемента — водорода УФ-излучением ($\lambda \leqslant 912$Å) звёзд. Др. элементы обычно находятся на II—V стадиях ионизации (см. *Ион*), гелий иногда остаётся нейтральным. Химич. состав З. HII близок к «нормальному» космическому (см. *Распространённость элементов*).

З. HII являются наиболее яркими участками межзвёздной среды. Часто их наз. газовыми туманностями. Типичные, т. н. диффузные З. HII (HII — спектроскопич. символ иона водорода) образуются вокруг звёзд *спектрального класса* B1 и более горячих. З. HII, ионизованные группой звёзд, образуют гигантские З. HII, часто наблюдаемые в центральных частях галактик. Когда звезда расположена вне облака, она создаёт протяжённую З. HII низкой плотности. Рождающиеся горячие звёзды ионизуют плотный газ протозвезды или «кокона», создавая компактные З. HII, к-рые являются индикатором мест *звездообразования*. Разновидностью З. HII являются *планетарные туманности*.

З. HII сильно различаются по размерам, плотностям, яркостям и массам. Диффузные З. HII вокруг звёзд спектрального класса O обычно имеют размеры 1—10 пк при концентрации частиц N от десятков до тысяч в см^3. Размеры гигантских З. HII порядка сотен пк. Компактные З. HII характеризуются высокой плотностью ($N \geqslant 10^4$—10^6 см$^{-3}$) при размерах 10^{-1}—10^{-3} пк. Мера эмиссии колеблется от десятков пк·см$^{-6}$ в З. HII еле заметных на фоне неба до $3 \cdot 10^8$ пк·см$^{-6}$ — в ярчайших. Массы З. HII от долей до $\sim 10^5$ масс Солнца.

З. HII излучают в основном в спектральных линиях водорода и запрещённых линиях др. элементов, сосредоточенных гл. обр. в оптич. и ИК-диапазонах. Кроме того, имеется слабый непрерывный спектр, к-рый тянется от УФ- до радиодиапазона. В ИК-диапазоне преобладает излучение *межзвёздной пыли*, а в радиодиапазоне — непрерывное излучение газа, на фоне к-рого видны линии водорода, гелия и углерода.

Физич. условия в З. HII далеки от термодинамич. равновесных. З. HII обычно прозрачны для основных видов собственного излучения (за исключением гл. обр. спектральных линий серии Лаймана и лаймановского континуума). Поэтому они характеризуются объёмным нагревом (фотоионизация УФ-излучением звезды) и объёмным охлаждением (в основном фотонами оптич. и ИК-диапазонов). Населённости уровней атомов водорода и гелия определяются в основном фоторекомбинациями и спонтанными переходами. Лишь для очень высоковозбуждённых состояний важны ударные процессы. Нижние уровни др. элементов заселяются гл. обр. электронными ударами. Распределение частиц по скоростям остаётся близким к *Максвелла распределению* с темп-рой, одинаковой для всех сортов частиц. Темпра диффузных З. HII обычно $(7—9) \cdot 10^3$К.



Диффузная зона HII NGC 6611. Видны тёмные сгустки — глобулы, вытянутые тёмные образования — «слоновые хоботы», светлые ободки вокруг них — римы.

З. HII возникают в плотном газе с пылью, вокруг массивных звёзд, рождающихся в газопылевых комплексах. Такие З. HII явл. компактными З. HII. Постепенно газ и пыль разбрасываются в стороны излучением и *звёздным ветром* молодой звезды. Размеры З. HII увеличиваются, а газопылевой комплекс просветляется и З. HII со временем становится оптически наблюдаемой диффузной З. HII. Вначале она нестационарна — по веществу бежит волна ионизации — быстрый ионизационный фронт. Через неск. тыс. лет наступает приблизительный баланс рекомбинаций и фотоионизаций. Но давление нагретого вещества З. HII ещё намного выше, чем в окружающем газе, поэтому З. HII продолжает медленно расширяться. Перед ней возникает ударная волна, движущаяся по нейтральному газу и уплотняющая его. З. HII, расширяясь, медленно «поедает» этот плотный газ. Ионизационный фронт, встречая на своём пути неоднородности, огибает их, образуя замкнутые неионизованные участки высо-

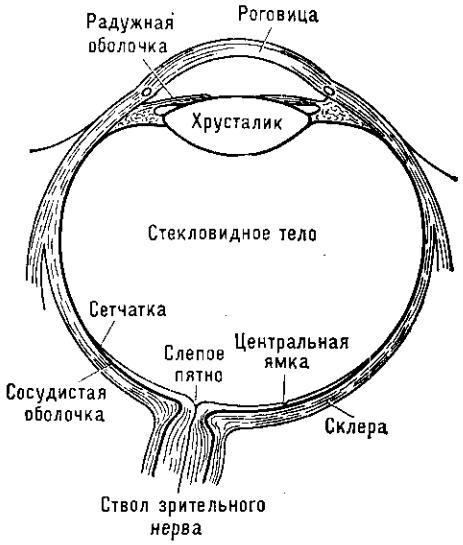
кой плотности — глобулы (рис.). В «тени» от глобул вещество обычно более холодное и тёмное (это т. н. слоновые хоботы). На границе уплотнений ионизованный газ имеет повышенную плотность и образует яркие ободки (римы). Обжатие вещества глобулы окружающим газом способствует звездообразованию в глобулах. Через неск. млн. лет, когда З.HII прекращает своё существование, в глобуле появляется звезда, освещающая вещество «слонового хобота» и создающая отражательную кометарную туманность. Горячие массивные звёзды имеют малое время жизни. После их угасания остаётся т. н. реликтовая З.HII, к-рая рекомбинирует за время $\sim 10^5/N$ лет. Продолжительность жизни наиболее крупных диффузных З.HII не превосходит 10^6 лет.

Лит.: Каплан С. А., Пикельнер С. Б., Межзвездная среда, М., 1963; их же, Физика межзвездной среды, М., 1979; Соболев В. В., Курс теоретической астрофизики, 3 изд., М., 1985; Спитцер Л., Физические процессы в межзвездной среде, пер. с англ., М., 1981. *Н. Г. Бочкарев.*

ЗО́НЫ ФРЕНЕ́ЛЯ — см. *Френеля зоны.*

ЗРЕ́НИЕ — способность человека воспринимать свет от разных предметов в виде особых ощущений яркости, цвета и формы, позволяющих на расстоянии получать разнообразную информацию об окружающей действительности. До 80—85% информации человек получает посредством З. Функционирование З. обеспечивается сложным комплексом процессов в разл. отделах зрит. системы. Первичная обработка оптич. информации происходит в глазу.

Глаз человека (рис.) имеет форму, близкую к шарообразной, диаметром ок. 2,5 см. Снаружи глазное яблоко окружено белковой оболочкой — склерой. Передняя, более выпуклая часть оболочки прозрачна и наз.



Схематический разрез глазного яблока.

роговицей. Внутр. полость склеры покрывает сосудистая оболочка, передняя часть к-рой образует радужную оболочку с отверстием посредине — зрачком. Обычно диаметр зрачка 3—4 мм, при сильном освещении он может суживаться до 2 мм, а при слабом освещении — расширяться до 8 мм. Непосредственно за зрачком расположен хрусталик, представляющий собой упругое прозрачное тело линзообразной формы. Радиус кривизны поверхностей хрусталика может изменяться при аккомодации глаза.

Внутр. полость глаза заполнена прозрачным студенистым веществом, наз. стекловидным телом. За стекловидным телом дно глаза выстилает сетчатка, содержащая слой светочувствит. клеток-рецепторов (палочек и колбочек) и неск. слоёв нервных клеток.

Оптич. систему глаза образуют: роговица, хрусталик, водянистая влага, заполняющая пространство между хрусталиком и роговицей и между хрусталиком и стекловидным телом, и стекловидное тело. Показатель преломления в разных частях глаза меняется от 1,33 до 1,41. Преломляющая сила роговица 43 дптр, хрусталика — 19÷33 дптр в зависимости от аккомодации. Поле З. неподвижного глаза ок. 160° по горизонтали и ок. 130° по вертикали.

Чёткость изображения, создаваемого оптикой глаза на сетчатке, может нарушаться аберрациями оптич. системы, невозможностью строгой фокусировки на сетчатке удалённых предметов при близорукости или близких предметов при дальнозоркости, а также из-за дефектов глазных сред.

Астигматизм, вызываемый нарушением сферичности роговицы или хрусталика, может быть корригирован с помощью очков с цилиндрич. линзами. При *близорукости* заднее фокусное расстояние оптич. системы глаза слишком мало и лучи от дальней точки фокусируются не на сетчатке, а внутри глазного яблока. Такой дефект З. исправляется отрицательной корригирующей линзой. При *дальнозоркости* задний фокус глаза расположен за пределами глазного яблока, и этот дефект исправляется положительными очковыми линзами.

Сетчатка, на к-рой формируется изображение объекта, содержит ок. 130 млн. светочувствит. клеток (125 млн. палочек и 5÷7 млн. колбочек), преобразующих падающее на них световое излучение в электрич. импульсы. Электрич. сигнал, возникающий благодаря фотоэффекту, передаётся в нервные клетки и далее по зрит. нерву в мозг. На месте выхода зрит. нерва из глазного яблока сетчатка не имеет фоторецепторов, и это место наз. слепым пятном. Распределение рецепторов по сетчатке неравномерно. В ср. части сетчатки преобладают колбочки, а на краях — палочки. В центре сетчатки область, содержащая только колбочки (около 50 000), образует жёлтое пятно овальной формы, с угл. размером поля зрения $\sim 4°$ и площадью ~ 1 мм^2. Эта область обеспечивает наибольшую разрешающую способность глаза.

Колбочки и палочки образуют два совместно работающих аппарата зрит. восприятия. Колбочки работают при дневном освещении (порог чувств. $\sim 10^{-2}$ лк) и обеспечивают центральное цветное зрение. Палочковый аппарат обладает меньшей остротой зрения, но зато большей чувствительностью (порог $\approx 10^{-6}$ лк). Он обеспечивает сумеречное периферич. зрение, различающее только ахроматич. цвета (т. е. различие серых тонов). Колбочковый аппарат чувствителен к излучению в области длин волн от 400 нм до 700 нм с максимумом при $\lambda = 556$ нм, а при высоких интенсивностях — от 390 до 760 нм. Палочки чувствительны в области от 400 до 650 нм с макс. при $\lambda = 510$ нм.

Светочувствит. элементы сетчатки связаны между собой промежуточными нервными клетками, объединяющими группы фоторецепторов в рецептивные поля. Рецептивные поля представляют собой перестраивающиеся формации, увеличивающиеся с уменьшением освещённости. От каждого рецептивного поля информация в мозг передаётся по нервным волокнам в виде закодированных групп электрич. импульсов.

Особенностью рецептивных полей сетчатки является то, что они реагируют не на величину потока излучения, а на его изменения. Чтобы видеть, глаз должен совершать частые микродвижения (тремор); в этом случае изображение объекта смещается по сетчатке и меняется интенсивность освещения отдельных рецепторов и тем больше, чем больше контраст соседних деталей изображения. Отд. рецептивные поля различаются функционально: одни реагируют на увеличение освещённости, другие — на уменьшение, а третьи — на увеличение и ослабление. В зрит. области коры имеются аналогично реагирующие нервные клетки. Разл.

специфич. рецептивные поля различают прямолинейные контуры предметов под разными наклонами, криволинейные контуры, периодич. структуры (решётки) и др. разновидности объектов, а также различно реагируют на спектральный состав возбуждающего света.

З. человека фрагментарно, объекты в поле зрения фиксируются не все сразу, а последовательным переводом взора с одного на другой. Однако наблюдаемая картина представляется единой и неподвижной благодаря особому механизму восприятия, к-рый, восстанавливая образ в мозгу, координирует его с движениями головы и глаз. Зрит. система обладает также способностью игнорировать мешающую информацию, появляющуюся на сетчатке при скачкообразных движениях глаз.

Последним этапом зрит. акта, происходящем в мозгу, являются осмысливание видимого и узнавание знакомых предметов. При этом возможно появление *иллюзий оптических*.

Осн. ф-ции З. можно характеризовать статистич. усреднёнными параметрами. Порог чувствительности после длит. темновой адаптации достигает 10^{-7} кд/м². Квантовая эффективность при этом составляет ~3%. С увеличением яркости квантовая эффективность медленно убывает до 0,5% при 100 кд/м². Глаз способен работать и при больших яркостях вплоть до 10^5 кд/м² при соответствующей адаптации.

Восприятие света происходит с задержкой от 0,1 с до 0,25 с, зависящей от яркости и цвета. Инерция З. сохраняет зрит. образ после прекращения действия света 0,1—0,2 с. Переменное освещение при частоте мельканий $\geqslant$ 50 Гц (и ср. яркости ~ 100 кд/м²) воспринимается как постоянное.

Контрастная чувствительность характеризует способность глаза различать два одноцветных смежных поля при данном уровне адаптации, отличающихся минимально заметным различием яркости ΔB. Отношение $\Delta B/B$ наз. порогом контрастной чувствительности; при ср. яркостях ($1—10^4$ кд/м²) величина порога постоянна и составляет 1—0,5%.

Разрешающая способность глаза определяется минимальным углом З. между двумя раздельно различимыми объектами. Величина её зависит от условий наблюдения, яркости и контраста объектов, их цвета и т. п. Более строго можно определять различимость объектов по *частотно-контрастной характеристике*. При ср. яркостях глаз различает решётку с угл. частотой штрихов 1/30′ при контрасте 80—90%; с частотой 1/10′ при контрасте 65—85%; с частотой 1/1′ при контрасте не более 10%.

Острота З. представляет величину, обратную разрешающей способности. Острота З. условно принимается равной 1, при разрешающей способности в центре поля З. равной 1′. С удалением от зрит. оси на 25′ острота падает вдвое, а на расстоянии 10° от зрит. оси составляет 20% от макс. значения.

При бинокулярном З. (двумя глазами) направление взора определяется одним из глаз, наз. ведущим. Наблюдаемая картина — результат слияния (фузии) полей З. правого и левого глаза. Это обеспечивается конвергенцией (т. е. поворотом) глаз в направлении фиксируемого объекта. Полное слияние происходит только для объектов, равноудалённых от обоих глаз. Чтобы обеспечить фузию др. планов, необходимо изменить угол конвергенции (угол, образованный зрит. осями глаз). Оценка разности этих углов позволяет определять глубинное расположение предметов. Порог различения глубины Δr на разных расстояниях r определяется соотношением $\Delta r = r^2\Delta\theta/(b-r)$, где $\Delta\theta$ — мин. различие разности углов конвергенции (предельный угловой параллакс), b — базис между зрачками глаз. Величина $\Delta\theta$ в оптим. условиях наблюдения составляет $2''\div5''$; $b\simeq62—65$ мм. На близком расстоянии 0,2—0,3 м обнаруживается различие глубины $\simeq$ 30 мкм, а на расстоянии в 1 м это различие не меньше 0,5 мм.

Зрит. различение цветов происходит по яркости, цветовому тону и по насыщенности и различно у разных людей (см. *Колориметрия*). Общее количество различимых в спектре цветовых тонов около 150. В жёлтой и голубой области спектра порог различения составляет ~ 1 нм, а за пределами области 430—650 нм до фиолетового и красного концов спектра не наблюдается различия в цветовом тоне.

Жёлтое пятно сетчатки может обнаруживать и поляризацию света: если плоскость линейно-поляризованного света медленно вращается, то в центре поля З. глаза возникает фигура, похожая на вращающийся пропеллер с тёмными лопастями.

Глаз очень чувствителен к восприятию движения, им замечается смещение объекта на фоне других на угол ~ 10″. При непрерывном движении объекта наименьшая угл. скорость, при к-рой глаз воспринимает движение, равна ~ 1′—2′ $с^{-1}$.

Важной характеристикой З. является также пропускная способность, т. е. количество информации, к-рое может быть воспринято и переработано аппаратом З. (включая и мозг) в единицу времени. Она определяется величиной порядка 15—17 бит/с.

Лит.: Кравков С. В., Глаз и его работа, 4 изд., М.— Л., 1950; Валюс Н. А., Физика зрения, М., 1963; Роуз А., Зрение человека и электронное зрение, пер. с англ., М., 1977; Демидов В. Е., Как мы видим то, что видим, М., 1979; Рок И., Введение в зрительное восприятие, пер. с англ., кн. 1—2, М., 1980; Луизов А. В., Глаз и свет, Л., 1983.

Н. А. Валюс.

И

ИГНИТРО́Н — один из типов ионных приборов с ртутным катодом и управляемым *дуговым разрядом*; используется в основном как сильноточный выпрямитель (с силой тока до 10 кА и напряжением до 5 кВ). Подробнее см. в ст. *Ионные приборы*.

ИДЕА́ЛЬНАЯ ЖИ́ДКОСТЬ — воображаемая жидкость, лишённая вязкости и теплопроводности. В И. ж. отсутствует внутр. трение, т. е. нет касат. напряжений между двумя соседними слоями, она непрерывна и не имеет структуры. Такая идеализация допустима во мн. случаях течения, рассматриваемых в гидроаэромеханике, и даёт хорошее описание реальных течений жидкостей и газов на достаточном удалении от омываемых твёрдых поверхностей и поверхностей раздела с неподвижной средой.

ИДЕА́ЛЬНАЯ ОПТИ́ЧЕСКАЯ СИСТЕ́МА — оптическая система, создающая идеальное (безаберрационное) изображение в представлениях *геометрической оптики* для *гомоцентрических пучков лучей*. Теорию И. о. с. разработал К. Гаусс (C. F. Gauß) в 1841. И. о. с. изображает каждую точку пространства предметов точкой в пространстве изображений и сохраняет масштаб изображения, т. е. любую плоскую геом. фигуру изображает в виде подобной плоской фигуры, также перпендикулярной оптич. оси. Этим условиям удовлетворяет только оптич. система, состоящая из одного или неск. плоских зеркал. Линзовые оптич. системы обладают аберрациями. С достаточным приближением И. о. с. может быть осуществлена в виде центрированной оптич. системы, если ограничиться параксиальными пучками, т. е. областью вблизи оси симметрии (см. также *Изображение оптическое*).

А. П. Грамматин.

ИДЕА́ЛЬНАЯ ПЛА́ЗМА — плазма, в к-рой ср. потенц. энергия взаимодействия частиц значительно меньше их ср. кинетич. энергии. И. п. можно рассматривать как идеальный газ заряж. частиц, т. е. как газ,

в к-ром могут существовать электрич. поле и *пространственный заряд*, но никакие две отд. частицы не взаимодействуют. Для плазмы, заряж. частицы к-рой взаимодействуют по закону Кулона, ср. расстояние до соседней взаимодействующей частицы $r \sim n^{-1/3}$ (n — ср. число заряж. частиц в ед. объёма), а энергия кулоновского взаимодействия $\sim e^2 n^{1/3}$ (e — заряд частицы). Степень идеальности такой плазмы характеризуется плазменным параметром взаимодействия $\gamma = e^2/rT$ (T — темп-ра). Используя выражение для *дебаевского радиуса экранирования* $r_D \sim \sqrt{T/ne^2}$, условие идеальности плазмы можно записать в виде $\mu = 1/nr_D^3 \ll 1$ (μ — плазменный параметр идеальности), т. е. плазма будет идеальной, если число частиц в дебаевской сфере велико. Для И. п. оба параметра γ и $\mu \ll 1$. Параметр идеальности μ характеризует не только вклад потенц. энергии взаимодействия в ср. энергию и др. термодинамич. ф-ции, но и определяет роль столкновений заряж. частиц при неравновесных процессах. Частота столкновений заряж. частиц пропорциональна μ, поэтому при описании неравновесных процессов, определяющих, в частности, установление равновесного состояния, необходимо учитывать даже слабую неидеальность (см. *Неидеальная плазма*).

На практике в большинстве случаев плазма близка к идеальной: это плазма газовых разрядов, солнечного ветра, солнечной короны, ионосферы, плазма в МГД-генераторах, электронно-дырочная плазма полупроводников (см. рис. к ст. *Космическая плазма*). К неидеальной плазме относится электронный газ в металлах, квантовая вырожденная плазма в белых карликах, плазма в магнитосферах пульсаров, плазма при очень высоких давлениях (десятки тыс. градусов) и высоких темп-рах (10^8 К) — плазма в центре Солнца и плазма в условиях термоядерного синтеза.

Лит.: Арцимович Л. А., Сагдеев Р. З., Физика плазмы для физиков, М., 1979; Климонтович Ю. Л., Статистическая физика, М., 1982.

Ю. Л. Климонтович.

ИДЕАЛЬНО-ПЛАСТИЧЕСКОЕ ТЕЛО — абстрактная матем. модель пластич. тела, в к-рой не учитывается упрочение материалов в процессе деформирования. Образец AB (рис.), к-рый можно рассматривать как И.-п. т., может пластически деформироваться без дальнейшего увеличения нагрузки P, когда растягивающее напряжение достигает нек-рого значения σ_s. Для случая сложного напряжённого состояния тела переход в пластич. область в к.-л. его точке наступает тогда, когда напряжения удовлетворяют *пластичности условиям*.

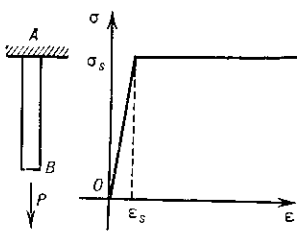


Диаграмма напряжение—деформация образца из идеально-пластического материала.

Понятие И.-п. т. применяется в расчётах технол. процессов ковки, волочения, штамповки, прокатки металлов, не обладающих значит. упрочением. Понятие И.-п. т. используется в теории предельного равновесия, определяющей предельные значения нагрузок для исследуемой конструкции.

Лит.: Прагер В., Ходж Ф. Г., Теория идеально-пластических тел, пер. с англ., М., 1956; Работнов Ю. Н., Механика деформируемого твердого тела, М., 1979.

Д. Д. Ивлев.

ИДЕАЛЬНЫЙ ГАЗ — теоретич. модель *газа*, в к-рой пренебрегают размерами и взаимодействиями частиц газа и учитывают лишь их упругие столкновения. Это первонач. представление было расширено, в более широком понимании И. г. состоит из частиц, представляющих собой упругие сферы радиуса r или эллипсоиды, у них проявляется атомная структура. Расшир. модель И. г. позволяет учитывать не только поступательное, но и вращательное и колебательное движения его частиц, вводить в рассмотрение наряду с центральным и нецентральное соударение, исследовать переходы энергии из одной степени свободы в другую и т. д.

Внутр. энергия И. г. определяется лишь кинетич. энергией его частиц (в противоположность модели решёточного газа, в частности *Изинга модели*, где кинетич. энергией пренебрегают и учитывают лишь потенц. энергию взаимодействия частиц).

Модель И. г. предложена в 1847 Дж. Герапатом (J. Herapath). На основе этой модели были теоретически выведены ранее эксперим. установленные газовые законы (законы Бойля — Мариотта, Гей-Люссака, Шарля, Авогадро). Эта модель И. г. легла в основу молекулярно-кинетич. представлений. Позднее экспериментально были обнаружены отклонения от законов И. г. [А. В. Реньо (H. V. Regnault), Дж. Томсон (J. Thomson), Т. Эндрюс (Th. Andrews)], а в 1873 эти отклонения были теоретически обоснованы Й. Д. Ван-дер-Ваальсом (J. D. van der Waals).

Модель И. г. справедлива для реальных классич. и квантовых газов при достаточно высоких темп-рах и разрежениях. В совр. физике понятие И. г. применяют при описании ансамбля любых слабовзаимодействующих частиц и квазичастиц, бозонов и фермионов. Осн. законы И. г. — уравнение состояния и закон Авогадро, впервые связавший макрохарактеристики газа (давление, темп-ру, массу) с массой его молекулы. Мн. кинетич. и термодинамич. свойства реальных газов в рамках этой модели могут быть выражены в виде степенных разложений с помощью ф-ций распределения частиц И. г.

Модель И. г. позволяет оценить мн. характеристики газа, напр. ср. расстояние L между частицами: $L \sim n^{-1/3}$, где n — плотность газа (число частиц в ед. объёма), а с учётом пуассоновского характера пространственного распределения частиц $L = 0{,}55396\, n^{-1/3}$. Критерий идеальности к.-л. газа $\varepsilon \ll 1$, где $\varepsilon = nr^3$ — безразмерный параметр плотности.

При квантовомеханич. описании атомов и молекул И. г., кроме классич. параметров (давления, темп-ры, плотности, массы частиц и т. д.), вводится дополнительно длина волны де Бройля $\lambda_T = h/mv$ для частицы, движущейся как целое, и $\lambda_0 = h/\mu v_0$ для внутримолекулярных движений (m и μ — масса и приведённая масса молекулы, v_0 и v скорости внутримолекулярных перемещений и движения молекулы как целого соответственно). Квантовые эффекты проявляются при $\lambda_0 \leqslant L \ll \lambda_T$. При $\lambda_0 \ll \lambda_T \ll L$ движение частицы как целого описывается законами классич. механики, а внутримолекулярное — квантово-механич. законами.

К внутримолекулярным движениям относят также и акты столкновений частиц газа, для к-рых классич. рассмотрение допустимо лишь при $r \geqslant \lambda_T$. Это условие можно записать в виде

$$\frac{(3mkT)^{1/2}}{h}\, n^{-1/3} \geqslant 1. \qquad (*)$$

При $r \leqslant \lambda_T$ столкновения сопровождаются дифракц. эффектами и классич. рассмотрение неправомерно. Подставляя реальные параметры в (*), можно установить, что существенно квантовые явления должны наблюдаться, напр., для изотопов водорода и гелия при низких темп-рах. К квантовым эффектам относится также динамика намагниченности в спин-поляризованных разреженных газах (напр., коллективные спиновые осцилляции).

Лит.: Башкин Е. П., Спиновые волны и квантовые коллективные явления в больцмановских газах, «УФН», 1986, т. 148, с. 433, см. также *лит.* при ст. *Газ*.

Ю. Н. Любитов.

ИДЕАЛЬНЫЙ КРИСТАЛЛ — физ. модель, представляющая собой бесконечный монокристалл, не содержащий примесей или структурных *дефектов (вакансий, межузельных атомов, дислокаций* и др.). Отличие реальных кристаллов от И. к. связано с конечностью их размеров и наличием дефектов. Наличия нек-рых де-

фектов (напр., примесей, межкристаллитных границ) в реальных кристаллах можно практически полностью избежать с помощью спец. методов выращивания, отжига или очистки. Однако при темп-ре $T>0$К в кристаллах всегда есть конечная концентрация (термоактивированных) вакансий и межузельных атомов, число к-рых в равновесии экспоненциально убывает с понижением темп-ры. *А. Э. Мейерович.*

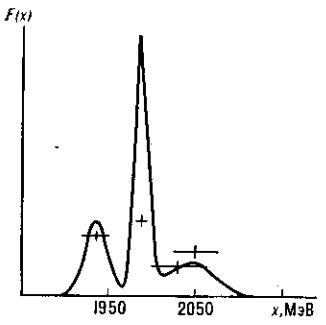
ИДЕОГРА́ММА (от греч. idéa — идея, образ, понятие и grámma — запись) — один из способов графич. представления плотности распределения вероятности случайной величины. В отличие от *гистограммы* И. позволяет частично учесть ошибки измерений.

Пусть $x_1, \ldots, x_n$ — результаты измерений случайной величины x, плотность распределения вероятности к-рой необходимо изобразить, а $\sigma_1, \ldots, \sigma_n$ — ошибки этих измерений. Сопоставим каждому измерению ф-цию

$$f_i(x) = (2\pi\sigma_i^2)^{-1/2} \exp\left[-(x-x_i)^2/2\sigma_i^2\right],$$

т. е. будем считать, что истинное значение случайной величины x распределено нормально (см. *Гаусса распределение*) около результата измерений. И. наз. изображение суммы этих ф-ций:

$$F(x) = \sum_{i=1}^{n} f_i(x).$$



И. пользуются для графич. представления результатов измерений случайной величины с различающимися ошибками. На практике часто вместо ф-ции $F(x)$ вычисляют приближённые значения интегралов от неё по равным небольшим отрезкам оси x, т. е. используют гистограмму ф-ции $F(x)$.

На рис. изображена И., полученная при сопоставлении результатов измерения массы h-мезона разными авторами (1980). Индивидуальные измерения изображены в виде крестов, длина горизонтальной перекладины соответствует ошибке данного измерения. Наличие трёх пиков в И. свидетельствует о несогласованности результатов. *А. А. Лебедев.*

ИЗГИ́Б — вид деформации, характеризующийся изменением кривизны оси (бруса, балки, стержня) или срединной поверхности *(пластинки, оболочки)* под действием внеш. сил или темп-ры.

Применительно к прямому брусу различают плоский (прямой), косой, чистый, поперечный и продольный И. П л о с к и й И. возникает, когда силы, изгибающие брус, совпадают с одной из его гл. плоскостей, т. е. плоскостей, проходящих через ось бруса и гл. оси инерции его поперечных сечений. К о с о й И. возникает, если силы, изгибающие брус, лежат в плоскости, проходящей через ось бруса, но не совпадающей ни с одной из его главных плоскостей. Ч и с т ы й И. происходит под действием только пар сил (изгибающих моментов),

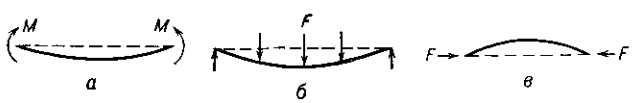


Рис. 1. Изгиб бруса: *а* — чистый; *б* — поперечный; *в* — продольный.

напр. в случае приложения к концам бруса двух равных по величине и противоположных по направлению моментов M (рис. 1, *а*). П о п е р е ч н ы й И. происходит как под действием изгибающих моментов, так и поперечных сил, напр. в случае действия на брус сосредоточенных сил (рис. 1, *б*). П р о д о л ь н ы й И. возникает под действием на стержень продольных сжимающих сил F (рис. 1, *в*), при достижении к-рыми некрых величин *(критических сил)* может произойти потеря устойчивости равновесия (см. *Продольный изгиб, Устойчивость упругих систем*).

Изучение И. производится в предположении, что поперечные сечения бруса, плоские до И., остаются плоскими и после него (гипотеза плоских сечений), что продольные волокна бруса при И. не сжимают друг друга и не стремятся оторваться одно от другого. Получаемые при этом расчётные ф-лы применимы, если поперечные размеры бруса малы по сравнению с его длиной и отсутствуют резкие изменения поперечных сечений бруса.

При ч и с т о м И. в сечениях бруса действуют только изгибающие моменты и притом постоянной величины, поэтому, если из прямого бруса, работающего в упругой области (рис. 2, *а*), выделить двумя поперечными сечениями элемент длиной ds, то действие отброшенных частей бруса на элемент ds можно заменить равными моментами M. При И. поперечные сечения, располо-

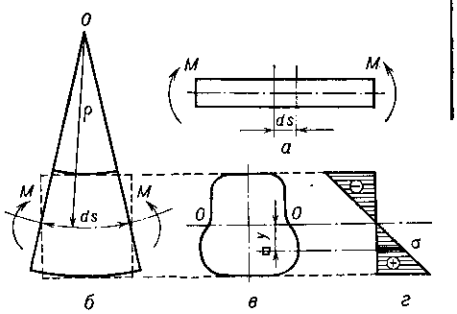


Рис. 2. *а* — брус, работающий в условиях чистого изгиба; *б* — элемент бруса ds после деформации; *в* — сечение бруса; *г* — эпюра σ.

женные по концам элемента ds, наклоняются одно к другому, оставаясь плоскими (рис. 2, *б*), а продольные волокна, расположенные на выпуклой стороне элемента, удлиняются, на вогнутой — укорачиваются; промежуточный слой, волокна к-рого не изменяют своей длины, наз. н е й т р а л ь н ы м с л о е м. Линия пересечения нейтрального слоя с плоскостью любого поперечного сечения наз. н е й т р а л ь н о й л и н и е й. При И. прямого бруса нейтральный слой проходит через центры тяжести поперечных сечений и наз. н е й т р а л ь н о й о с ь ю (линия O—O на рис. 2, *в*). В сечении по одну сторону от нейтральной оси возникают растягивающие, а по другую — сжимающие нормальные напряжения σ, возрастающие по мере удаления от нейтральной оси по линейному закону (рис. 2, *г*) $\sigma = My/I$, где y — расстояние от нейтральной оси до рассматриваемого волокна поперечного сечения, а I — момент инерции поперечного сечения относительно нейтральной оси. Для балок из материалов, одинаково работающих на растяжение и сжатие, в поперечных сечениях, симметричных относительно нейтральной оси, наибольшие нормальные напряжения в крайних волокнах определяются по ф-ле: $\sigma = \pm M/W$, где $W = 2I/h$ — момент сопротивления поперечного сечения, $h/2$ — половина высоты сечения.

При п о п е р е ч н о м И. в сечениях бруса действуют как изгибающий момент, так и поперечная сила, к-рые в зависимости от вида нагрузок изменяются по длине бруса. Характер их изменения изображается графически с помощью эпюр изгибающих моментов M и поперечных сил Q (рис. 3). В поперечных сечениях кроме нормальных напряжений σ возникают также касательные напряжения τ. Нормальные напряжения определяются теми же ф-лами, как и при чистом И. Касательные напряжения τ для заданной точки бруса (рис. 4) получаются равными в площадках, расположенных в плоскости поперечного сечения, и в площадках, параллельных нейтральному слою: по ширине се-

чения касательные напряжения принимаются одинаковыми и определяются ф-лой Журавского: $\tau=QS/Ib$, где Q — поперечная сила в сечении, S — статич. момент относительно нейтральной оси той части сечения, к-рая лежит выше (или ниже) рассматриваемой точки,

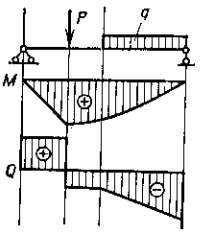


Рис. 3. Эпюры M и Q для балки, нагруженной одним сосредоточенным грузом P и равномерно распределённой нагрузкой интенсивностью q.

b — ширина сечения на уровне этой точки. Наибольшие τ имеют место у нейтральной оси бруса.

При И. ось бруса искривляется, её кривизна определяется выражением $1/\rho=M/EI$, где ρ — радиус кривизны изогнутой оси в рассматриваемом сечении, E — модуль продольной упругости материала (модуль Юнга). Ордината v изогнутой оси наз. прогибом в данной точке. При малых прогибах первоначально прямых брусьев зависимость между прогибом и изгибающим моментом выражается ур-нием: $d^2v/dx^2=M/EI$, интегрированием к-рого находят выражение для изогнутой оси бруса $v=f(x)$.

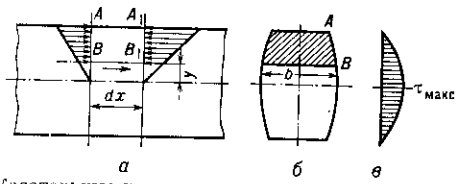


Рис. 4. Касательные напряжения при поперечном изгибе бруса: *а* — элемент ABB_1A_1, вырезаемый из бруса при исследовании касательных напряжений; *б* — сечение бруса; *в* — эпюра касательных напряжений.

К о с о й И. сводится к сочетанию двух плоских И., к-рые получаются разложением внешних сил (или изгибающих моментов) на составляющие по гл. осям инерции сечения. Нормальные напряжения обоих плоских И. складываются алгебраически и для произвольной точки сечения выражаются ф-лой:

$$\sigma=\frac{M_x}{I_x}y+\frac{M_y}{I_y}x,$$

где M_x, M_y — изгибающие моменты в сечении относительно гл. осей x и y; I_x, I_y — моменты инерции сечения относительно гл. осей; x, y — координаты той точки поперечного сечения, в к-рой определяется напряжение.

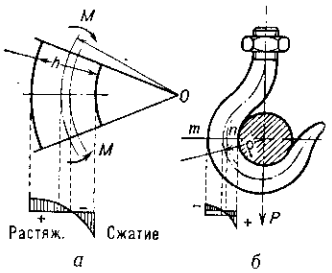


Рис. 5. Распределение напряжений: *а* — при чистом изгибе бруса большой кривизны; *б* — в крюке подъёмного приспособления.

В кривых брусьях большой кривизны, у к-рых отношение радиуса кривизны ρ к высоте сечения h меньше 4—6, наличие кривизны резко сказывается на распределении напряжений. При чистом И. такого бруса нейтральная ось смещается от геометрич. оси к центру кривизны бруса, нормальные напряжения распределяются по высоте сечения по гиперболич. закону (рис. 5, *а*) и резко возрастают по мере приближения к внутр. краю бруса. Напр., для крюка подъёмного приспособления наибольшие напряжения возникают в сечении $m-n$ (рис. 5, *б*) и складываются из двух частей: от растяжения силой P и от И. моментом $M=P\rho$, где P — нагрузка на крюк, ρ — радиус кривизны оси бруса в области сечения $m-n$. Для произвольной точки сечения $m-n$ нормальные напряжения определяются ф-лой:

$$\sigma=\frac{P}{F}+\frac{M}{S}\frac{y}{r-y},$$

где F — площадь поперечного сечения, S — статич. момент этой площади относительно нейтральной линии, y — расстояние от рассматриваемой точки до нейтральной оси, r — радиус кривизны нейтрального слоя, зависящий от формы и размеров поперечного сечения и кривизны бруса.

И. бруса с учётом пластич. деформаций можно исследовать приближённо, принимая, что материал одинаково работает на растяжение и сжатие, и беря наиболее простую зависимость между напряжениями и деформациями, напр. в виде ломаной линии, состоящей из наклонного участка при упругой и горизонтального — при пластич. деформации (рис. 6). При постепенном возрастании нагрузки в сечении с наибольшим изгибающим моментом сначала возникают упругие деформации, затем в крайних точках сечения появляются пластич. области (рис. 7), к-рые, постепенно увеличиваясь, полностью охватывают обе половины сечения. Такое состояние наз. п л а с т и ч е с к и м ш а р н и р о м; ему соответствует предельный изгибающий момент, по которому определяют предельную нагрузку на брус.



Рис. 6. Зависимость между напряжением σ и деформацией ε при упругопластическом изгибе бруса.

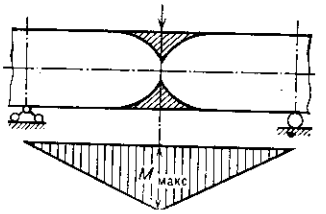


Рис. 7. Возникновение пластического шарнира в сечении с наибольшим изгибающим моментом.

При точном исследовании И. с учётом пластич. деформаций пользуются более сложными методами, изучая весь процесс деформирования бруса, его разгрузку и повторное нагружение. Исследование осложняется при необходимости учитывать влияние на И. времени, высоких темп-р, а также специфич. свойств материала, напр. в случае брусьев, выполняемых из пластмасс, следует учитывать реологич. эффекты (см. *Реология*).

Лит.: Б е л я е в Н. М., Сопротивление материалов, 15 изд., М., 1976; Т и м о ш е н к о С. П., Г у д ь е р Дж., Теория упругости, пер. с англ., М., 1975; Т е р е г у л о в И. Г., Сопротивление материалов и основы теории упругости и пластичности, М., 1984.

ИЗГИБНОЕ ИЗЛУЧЕ́НИЕ (м а г н и т о д р е й ф о в о е и з л у ч е н и е), возникает при движении заряж. частиц вдоль искривлённых силовых линий маги. поля. Конечно, заряж. частица не может двигаться точно вдоль маги. силовой линии, т. к. в этом случае *Лоренца сила*, действующая со стороны маги. поля на частицу, обращается в нуль. В действительности у частицы наряду со скоростью вдоль маги. поля $v_\parallel$ появляется дрейфовый компонент скорости $v_\perp$, ортогональный плоскости, касательной к силовой линии маги. поля:

$$v_\perp=\frac{v_\parallel^2}{\omega_B R_m}\left(\frac{\mathcal{E}}{mc^2}\right)^2,$$

где $\omega_B=qB/mc$ — циклотронная частота, B — напряжённость маги. поля, R_m — радиус кривизны маги. силовых линий, c — скорость света в вакууме, $\mathcal{E}$,

q и m — энергия, электрич. заряд и масса частицы соответственно. Этот компонент скорости и обеспечивает появление силы Лоренца, искривляющей траекторию частицы в соответствии с формой силовой линии.

И. и. ультрарелятивистских частиц отличается от *синхротронного излучения* лишь тем, что в случае И. и. радиус кривизны траектории частицы $R_к$ определяется геометрией магн. поля ($R_к \simeq R_m$) и не зависит от энергии частицы, а в случае синхротронного излучения величина $R_к$ увеличивается пропорционально энергии частицы. Вследствие этого характерная частота ω_0 и мощность P И. и. растут быстрее с увеличением энергии частицы, чем при синхротронном излучении:

$$\omega_0 = \frac{3c}{2R_m}\left(\frac{\mathcal{E}}{mc^2}\right)^3, \quad P = \frac{2q^2c}{3R_m^2}\left(\frac{\mathcal{E}}{mc^2}\right)^4.$$

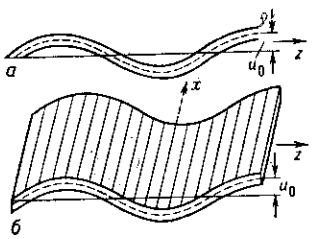
И. и., по-видимому, играет большую роль при генерации наблюдаемого излучения *пульсаров*. Мощность И. и. частиц, истекающих из пульсаров, достаточна для объяснения их рентг. и гамма-излучения. Оптич. и радиоизлучение пульсаров можно объяснить И. и. лишь в том случае, если оно является когерентным, т. е. испускается заряж. сгустками частиц с размерами меньше длины волны генерируемого ими излучения. Возможно также, что когерентный механизм И. и. ответствен за генерацию переменного радиоизлучения квазаров и ядер активных галактик.

Лит.: Клепиков Н. П., Излучение фотонов и электронно-позитронных пар в магнитном поле, «ЖЭТФ», 1954, т. 26, с. 19; Ochelkov Yu. P., Usov V. V., Curvature radiation of relativistic particles in the magnetosphere of pulsars, 1. Theory, «Astrophys. and Space Sci.», 1980, v. 69, p. 439.

В. В. Усов.

ИЗГИБНЫЕ ВОЛНЫ — деформации *изгиба*, распространяющиеся в стержнях и пластинках. Длина И. в. всегда много больше толщины стержня и пластинки. Если длина волны становится сравнимой с толщиной, то движение в волне усложняется и волну уже не наз. изгибной. Примеры И. в.— стоячие волны в камертоне, в деках музыкальных инструментов, в диффузорах громкоговорителей, а также волны, возникающие при вибрациях тонкостенных механич. конструкций (корпусов самолётов и автомобилей, перекрытий и стен зданий и т. п.).

В бесконечных стержнях и пластинках возникают бегущие И. в. В стержне направлением распространения волны является его ось; в пластинке плоские И. в. могут распространяться по любому направлению, ориентированному в её плоскости и, кроме того, возможны цилиндрич. И. в. При распространении И. в. каждый элемент стержня или пластинки смещается перпендикулярно оси стержня или плоскости пластинки (рис.).



Деформации стержня (*а*) и пластинки (*б*) в изгибной волне. Сплошной чертой дано положение оси стержня и срединной плоскости до смещения, пунктирной — положение оси стержня и срединной плоскости пластинки после смещения; u — амплитуда смещения элементов стержня и пластинки в изгибной волне: ось z — направление распространения волны.

И. в. малых амплитуд в стержне и пластинке описываются соответственно ур-ниями:

$$\rho\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + ER^2\frac{\partial^2 u}{\partial z^4} = 0, \quad \rho\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + \frac{Eh^2}{12(1-\sigma^2)}\Delta^2 u = 0,$$

где t — время, z — координата вдоль оси стержня, Δ — двумерный оператор Лапласа по координатам плоскости пластинки, u — смещение элементов стержня или пластинки, ρ — плотность материала, E — модуль Юнга, σ — коэф. Пуассона, R — радиус инерции поперечного сечения стержня относительно оси, перпендикулярной плоскости изгиба и проходящей через нейтральную поверхность, h — толщина пластинки.

Фазовые скорости $c_{ст}$ и $c_{пл}$ гармонич. И. в. частоты ω в стержне и пластинке соответственно равны $c_{ст} = \sqrt[4]{ER^2/\rho}\sqrt{\omega}$, $c_{пл} = \sqrt[4]{Eh^2/12\rho(1-\sigma^2)}\sqrt{\omega}$. Эти скорости много меньше фазовых скоростей c_l продольных волн в стержне и пластинке. Для И. в. характерна дисперсия — при увеличении частоты фазовая скорость возрастает (см. *Дисперсия звука*). Групповая скорость И. в. равна удвоенному значению фазовой скорости.

В стержнях и пластинках, размеры к-рых в направлении распространения И. в. ограничены, в результате отражений от концов возникают стоячие И. в. Если размеры пластинки ограничены по фронту И. в., то в пластинке возможна целая совокупность И. в., отличающихся друг от друга фазовыми скоростями и распределением амплитуд вдоль фронта. Такие И. в. являются одним из видов *нормальных волн* в упругих волноводах (см. *Волновод акустический*). И. в. возможны не только в плоских, но и в искривлённых пластинках (т. н. *оболочках*). В этом случае возможность существования и характеристики волн определяются геометрией оболочки и граничными условиями на её краях. Так, в замкнутой сферич. оболочке И. в. невозможны, в то время как в замкнутой цилиндрич. оболочке со свободными концами цилиндра И. в. возможны; они распространяются как в направлении, перпендикулярном образующей, так и вдоль неё.

И. в. используются для определения коэф. *внутреннего трения* в твёрдых телах, в дисперсионных УЗ-линиях задержки и др.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория упругости, 4 изд., М., 1987, гл. 1—3; Кольский Г., Волны напряжения в твердых телах, пер. с англ., М., 1955, ч. 1, гл. 3; Бабаков И. М., Теория колебаний, 3 изд., М., 1968, ч. 2, гл. 7, 9; Лэмб Г., Динамическая теория звука, пер. с англ., М., 1960, гл. 4—5.

И. А. Викторов.

ИЗИНГА МОДЕЛЬ — предельно упрощённая модель магнетика в виде системы магн. диполей (спинов), расположенных в узлах кристаллич. решётки. В каждом узле с номером k спин может быть направлен «вверх» ($\sigma_k = 1$) или «вниз» ($\sigma_k = -1$). В микроскопич. состоянии системы заданы ориентации спинов во всех узлах решётки. Энергия $E\{\sigma\}$ микроскопич. состояния $\{\sigma\}$ складывается из обменного взаимодействия спинов, описываемого константами I_{kl}, и взаимодействия спинов с внеш. магн. полем h:

$$E\{\sigma\} = -\sum_{k,\,l} I_{kl}\sigma_k\sigma_l - h\sum_k \sigma_k,$$

суммирование ведётся по узлам решётки. И. м. введена В. Ленцем (W. Lentz) в 1920, для одномерного случая исследована Э. Изингом (E. Ising) в 1925, для двумерной решётки — Л. Онсагером (L. Onsager) в 1944.

При $h=0$ любой энергетич. уровень дважды вырожден, т. к. энергия взаимодействия не изменяется при перевороте всех спинов (изменении знака всех σ_k). Преобразование $\sigma_k \to -\sigma_k$ вместе с тождеств. преобразованием образуют группу симметрии Z_2. Фазовые переходы в И. м. связаны со спонтанным нарушением этой симметрии. Включение магн. поля нарушает симметрию Z_2.

Разновидности модели. Взаимодействие ближайших соседей: $I_{kl} \neq 0$, только если узлы k и l соединены ребром решётки. Однородная И. м. (с взаимодействием ближайших соседей): величины I_{kl} не изменяются при трансляции ребра (k, l) на произвольный вектор решётки и зависят лишь от ориентации ребра (k, l) (анизотропная И. м.). Однородная изотропная И. м.: пост. I_{kl} одинаковы на всех рёбрах. Ферромагнитная И. м.: $I_{kl} > 0$, в осн. состоянии (с наим. энергией) все спины ориентированы одинаково. Антиферромагнитная И. м. (взаимодействие ближайших соседей): $I_{kl} < 0$, предполагается, что решётку можно разделить на две подрешётки. В осн. состоянии все спины одной

подрешётки ориентированы одинаково и противоположно спинам др. подрешётки. Фрустрированные И. м.: $I_{kl}<0$ на решётках, к-рые нельзя разделить на две подрешётки, напр. на плоской треугольной решётке. В этом случае осн. состояние сильно вырождено.

В ферромагнитной И. м. *параметр порядка* равен ср. намагниченности, в антиферромагн. И. м. параметром порядка служит разность намагниченностей подрешёток.

Фазовые переходы. В одномерной И. м. все термодинамич. величины являются аналитич. ф-циями темпры T и магн. поля, фазовый переход отсутствует. В ферромагн. И. м. на двумерной и трёхмерной решётках при низких темп-рах спонтанная намагниченность отлична от нуля. С ростом T она уменьшается, непрерывно обращаясь в нуль при $T=T_c$. При $h\neq0$ спонтанная намагниченность конечна при любой темп-ре. На фазовой диаграмме в координатах h, T линия $h=0$ является линией расслоения двух фаз с разными направлениями намагниченности. При переходе через эту линию намагниченность меняет знак вместе с изменением знака h (фазовый переход 1-го рода). Точка $T=T_c$, $h=0$ является концевой точкой отрезка сосуществования двух фаз — *критической точкой*.

Антиферромагн. И. м. при $h=0$ сводится к ферромагнитной. В слабом внеш. магн. поле изинговский антиферромагнетик переходит из упорядоченного антиферромагнитного состояния при низких темп-рах в неупорядоченное состояние при высоких. На фазовой диаграмме в координатах h, T критич. точки образуют линию.

Для двумерной И. м. на квадратной решётке при $h=0$ в термодинамич. пределе (размеры решётки стремятся к бесконечности) вычислены аналитически свободная энергия, параметр порядка и корреляц. функции. Значения *критических показателей* приведены в ст. *Двумерные решёточные модели*. Теплоёмкость c_V имеет логарифмич. особенность в точке фазового перехода: $c_V\sim\ln|1-T/T_c|$.

Для трёхмерной И. м. точные значения критич. индексов неизвестны. Приближённые значения приведены в ст. *Критические показатели*.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976; Паташинский А. З., Покровский В. Л., Флуктуационная теория фазовых переходов, 2 изд., М., 1982.

С. В. Покровский.

ИЗЛУЧА́ТЕЛИ ЗВУ́КА — устройства, предназначенные для возбуждения звуковых волн в газообразных, жидких и твёрдых средах. И. з. преобразуют в энергию звукового поля энергию какого-либо другого вида.

В технике наибольшее распространение в качестве И. з. получили *электроакустические преобразователи*, напр. *громкоговорители* электродинамич. или электростатич. типа, *пьезоэлектрические преобразователи* и *магнитострикционные преобразователи* для УЗ-техники и акустоэлектроники. В подавляющем большинстве И. з. этого типа электрич. энергия преобразуется в энергию колебаний к.-л. твёрдого тела (излучающей пластинки, стержня, мембраны и т. п.), к-рое и излучает в окружающую среду акустич. волны. Все перечисленные преобразователи, как правило, линейны, и, следовательно, колебания излучающей системы воспроизводят по форме возбуждающий электрич. сигнал; лишь при очень больших амплитудах колебаний вблизи верхней границы динамич. диапазона И. з. могут возникнуть нелинейные искажения. В преобразователях, предназначенных для излучения монохроматич. волны, используют явление резонанса: они работают на одном из собств. колебаний механич. колебательной системы, на частоту к-рого настраивается генератор электрич. колебаний, возбуждающий преобразователь. Электроакустич. преобразователи, не обладающие твёрдым излучающим элементом, применяются в качестве И. з. сравнительно редко, к ним относятся, напр., И. з., основанные на электрич. разряде в жидкости, на электрострикции жидкости, на возбуждении упругой волны мощным оптич. излучением (см. *Фотоакустические явления*).

Другой тип И. з. основан на преобразовании кинетич. энергии струи газа или жидкости в энергию акустич. колебаний. Такое преобразование возникает при периодич. прерывании струи (см. *Сирена*), при взаимодействии её с твёрдыми препятствиями разл. вида (см. *Газоструйные излучатели*, *Гидродинамический излучатель*). Механизм звукообразования в таких И. з. может быть связан с генерацией автоколебаний в среде, как, напр., в *Гартмана генераторе*, или с возбуждением колебаний твёрдой излучающей системы, как, напр., в пластинчатых гидродинамич. свистках или мембранных газоструйных излучателях. Форма излучаемого сигнала и его спектр для И. з. подобного типа определяются режимом истечения струи и геометрич. параметрами конструкции.

К основным характеристикам И. з. относятся их частотный спектр, излучаемая мощность звука, направленность излучения (см. *Направленность* акустических излучателей и приёмников). В случае моночастотного излучения осн. характеристиками являются рабочая частота И. з. и его частотная полоса, границы к-рой определяются падением излучаемой мощности в два раза по сравнению с её значением на частоте макс. излучения. Для резонансных электроакустич. преобразователей рабочей частотой является собств. частота f_0 преобразователя, а ширина полосы Δf определяется его добротностью Q, т. к. $\Delta f=f_0/Q$. И. з.— электроакустич. преобразователи — характеризуются чувствительностью (отношением звукового давления на опред. расстоянии от излучателя к электрич. напряжению на нём или к протекающему в нём току) и кпд (отношением излучаемой акустич. мощности и затраченной электрической). В акустоэлектронике для оценки И. з. используют т. н. коэф. электрич. потерь, равный отношению (в дБ) электрич. мощности к акустической. Иногда для характеристики преобразования энергии в И. з. используют эффективный коэф. электромеханич. связи.

И. з. являются также музыкальные инструменты. У струнных инструментов И. з. служат собств. колебания струн с деками, возбуждаемые ударом или щипком (клавишные и щипковые инструменты), или их автоколебания, возникающие при трении смычка о струну (смычковые); у духовых инструментов звук излучается за счёт автоколебаний столба воздуха в резонансной полости, возбуждаемых продуванием; в ударных инструментах для излучения звука используются свободные колебания мембран, пластин, стержней. Звучание музыкальных инструментов характеризуется частотой *(высотой звука)*, интенсивностью звука *(громкостью звука)* и спектральным составом *(тембром звука)*.

В качестве И. з. можно рассматривать и звукообразующий аппарат человека и животных (см. *Физиологическая акустика*).

И. П. Голямина.

ИЗЛУЧЕ́НИЕ электромагнитное — 1) процесс образования свободного эл.-магн. поля при неравномерном движении и взаимодействии электрич. зарядов. 2) Свободное эл.-магн. поле *(электромагнитные волны)*. Создаваемое произвольно движущимся электрич. зарядом эл.-магн. поле в общем случае является суммой как сосредоточенного вблизи заряда и движущегося вместе с ним собств. поля, так и уходящего от заряда на бесконечно далёкие расстояния по́ля И. (по́ля эл.-магн. волн).

Для системы зарядов собств. поле и поле И. являются суммами соответствующих полей каждого заряда. Существование поля И.— следствие конечности величины скорости распространения эл.-магн. волн в вакууме: $c=3\cdot10^{10}$ см/с. Изменение движения заряда изменяет поле на расстоянии r от него только через

промежуток времени r/c (поэтому, напр., при исчезновении зарядов в процессе *аннигиляции* электрона и позитрона поле И. продолжает существовать и после процесса аннигиляции). Существование поля после исчезновения источника означает, что эл.-магн. поле обладает энергией и импульсом. Удаление поля И. на бесконечно далёкие расстояния от источника сопровождается потоком уходящей от источника энергии. Образовавшееся в процессе И. эл.-магн. поле уносит энергию от системы зарядов. Плотность потока энергии (кол-во энергии, протекающей за единицу времени через единицу нормальной к нему поверхности) определяется *Пойнтинга вектором*, пропорциональным векторному произведению $[\boldsymbol{EH}]$ напряжённостей электрич. $\boldsymbol{E}$ и магн. $\boldsymbol{H}$ полей в эл.-магн. волне. На далёких от системы зарядов расстояниях её собств. поле пренебрежимо мало и вся энергия определяется полем И. Поток энергии поля И. через сферу большого радиуса r с центром внутри системы зарядов поэтому не должен зависеть от r:

$$\int r\,([\boldsymbol{EH}]\,\boldsymbol{r})\,d\Omega = \text{const}$$

(Ω — телесный угол). Отсюда следует, что величины $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$ обратно пропорциональны r.

Излучаемое поле в общем случае действует на источник И., совершая работу над токами в излучающей системе. Силы, действующие на систему со стороны излучаемого поля, наз. силами р е а к ц и и и з л у ч е н и я или р а д и а ц и о н н ы м и с и л а м и. Работа радиац. силы над источником складывается из потерь энергии на И. и из изменения энергии эл.-магн. поля, созданного системой.

И. характеризует частота ω (длина волны $\lambda = c/2\pi\omega$) или набор частот, интенсивность его может зависеть от направления, т. е. энергия И. системы распределяется к.-л. образом по углам и частотам. Если законы движения $r_1(t), \ldots, r_N(t)$ каждого из N зарядов $(e_1, \ldots, e_N)$ излучающей системы известны, то *Максвелла уравнения* позволяют получить энергию И. системы в интервале частот $d\omega$ в элемент телесного угла $d\Omega$, выбранного вокруг единичного вектора $\boldsymbol{n}$, направленного на точку наблюдения:

$$d^2\mathcal{E}(\boldsymbol{n},\,\omega) = \frac{\omega^2\,d\omega\,d\Omega}{4\pi^2c^3}\left|\sum_{a=1}^{N} e_a\left[\boldsymbol{n}\int_{-\infty}^{\infty}\boldsymbol{v}_a(t)\,dt\times\right.\right.$$
$$\left.\left.\times\exp i\,(\omega t - k\boldsymbol{r}_a(t))\right]\right|^2, \qquad (1)$$

где $v_a(t) = d\boldsymbol{r}_a(t)/dt$ — скорость a-го заряда, $\boldsymbol{k} = \boldsymbol{n}(\omega/c)$. Выражение (1) применимо в том случае, когда точка наблюдения бесконечно удалена от заряда, т. е. все характерные размеры задачи пренебрежимо малы по сравнению с расстоянием $\boldsymbol{r}$ до точки наблюдения.

Излучение произвольно движущегося заряда. Распределение И. одного заряда, движущегося с ускорением, по частотам (частотный спектр И.) можно получить, интегрируя по углам выражение (1) при $N=1$:

$$\frac{d\mathcal{E}(\omega)}{d\omega} = \frac{e^2\omega^2}{\pi c^3}\int_{-\infty}^{\infty} dt \int_0^{\infty} d\tau\,\frac{c^2 - v(t+\tau)\,v(t)}{k\,|\,\boldsymbol{r}(t+\tau) - \boldsymbol{r}(t)\,|}\times$$
$$\times\{\sin[\omega\tau - k\,|\,\boldsymbol{r}(t+\tau) - \boldsymbol{r}(t)\,|\,] -$$
$$-\sin[\omega\tau + k\,|\,\boldsymbol{r}(t+\tau) - \boldsymbol{r}(t)\,|\,]\}.$$

Для случая, когда заряд e равномерно движется со скоростью $\boldsymbol{v}$ и в момент времени $t=0$ мгновенно останавливается, получим:

$$\frac{d^2\mathcal{E}(\boldsymbol{n},\,\omega)}{d\omega\,d\Omega} = \frac{e^2}{4\pi^2c}\cdot\frac{[\boldsymbol{nv}]^2}{[c-(\boldsymbol{nv})]^2}. \qquad (2)$$

Приближение мгновенной остановки справедливо, если промежуток времени Δt, в течение к-рого заряд останавливается, мал по сравнению с эфф. промежутком времени, дающим осн. вклад в интеграл по времени в (1). Можно показать, что этот эфф. промежуток времени имеет величину $\sim(\omega - \boldsymbol{kv})^{-1}$, тогда условие применимости приближения мгновенной остановки имеет вид

$$\omega\,\Delta t\left(1 - \frac{nv}{c}\right) \ll 1, \qquad (3)$$

т. е. рассматриваемая область частот имеет верхнюю границу.

Для ультрарелятивистских частиц и малых углов ϑ между направлениями наблюдения И. и распространения частиц (в ультрарелятивистском случае существенны только малые углы) это неравенство примет вид:

$$\omega\,\Delta t\left[\left(\frac{mc^2}{\varepsilon}\right)^2 + \vartheta^2\right] \ll 1$$

(ε — энергия частиц). Из (2) следует, что распределение излучаемой энергии по частотам не зависит от частоты. Распределение излученной энергии по Ω и ω также описывается ф-лой (2), если вместо внезапной остановки рассмотреть внезапное начало движения заряда с пост. скоростью; такая задача соответствует, в частности, излучению при бета-распаде ядра атома.

Причины, вызывающие изменение движения заряж. частицы, могут быть различными. В зависимости от них возможны разл. типы И., к-рые имеют свои особенности.

Тормозное излучение возникает при торможении и отклонении от нач. направления движения заряж. частицы в результате её рассеяния на атоме. Если время Δt, за к-рое заряд меняет скорость от $\boldsymbol{v}_1$ до $\boldsymbol{v}_2$, удовлетворяет условию (3), то отклонение можно считать мгновенным, тогда

$$\frac{d^2\mathcal{E}(n,\,\omega)}{d\omega\,d\Omega} = \frac{e^2}{4\pi^2c}\left|\frac{[nv_1]}{c-(nv_1)} - \frac{[nv_2]}{c-(nv_2)}\right|^2.$$

Умножив это выражение на вероятность изменения скорости частицы от $\boldsymbol{v}_1$ до $\boldsymbol{v}_2$ и проинтегрировав полученное выражение по всем $\boldsymbol{v}_2$, получим распределение энергии тормозного И. по углам и частотам (не зависящее от частоты). Тормозное И.— осн. причина потерь энергии релятивистских электронов в веществе, если энергия электрона больше нек-рой критической, составляющей для воздуха ~ 83, для Al—47 и для Pb—59 МэВ.

Магнитотормозное излучение возникает при движении заряж. частицы в магн. поле, искривляющем траекторию её движения. В постоянном и однородном магн. поле частица движется по окружности с частотой обращения $\Omega = ecH/\varepsilon$ (H — напряжённость магн. поля, ε — энергия заряж. частицы). Периодичность движения заряда приводит к тому, что излучаемые частоты — целые кратные частоты Ω; $\omega = n\Omega$. При ультрарелятивистских энергиях заряда $\varepsilon \gg mc^2$ наблюдается *синхротронное излучение*, обладающее широким спектром частот с максимумом в области частот $\sim\Omega\,(\varepsilon/mc^2)^3$, в т. ч. осн. доля энергии приходится на область частот $\omega \gg \Omega$. В этой области интервалы между соседними частотами малы по сравнению с частотой ω и распределение частот в спектре синхротронного И. можно считать непрерывным. В области частот $\omega \ll \Omega\,(\varepsilon/mc^2)^3$ излучаемая энергия растёт с частотой как $\omega^{2/3}$, в области $\omega \gg \Omega(\varepsilon/mc^2)^3$ — экспоненциально убывает с ростом частоты. Синхротронное И. обладает также малой угл. расходимостью ($\sim mc^2/\varepsilon$) и высокой степенью поляризации в плоскости орбиты. Эти свойства синхротронного И., а также возможность точного вычисления его свойств привели к широкому использованию синхротронного И. для спектроскопии в области от рентгеновского до видимого диапазона длин волн (*рентгеновская спектроскопия* тонкой структуры протяжённого поглощения — EXAFS, *фотоэлектронная спектроскопия*, спектроскопия высокого разрешения и др.). Магнитотормозное И. при нерелятивистских скоростях заряда получило назв. циклотронного И. Оно обладает общими свойствами И. нерелятивистских частиц — ди-

польного И. (см. ниже). Его частота совпадает с частотой обращения заряда по окружности Ω.

Ондуляторное И. возникает при движении ультрарелятивистской заряж. частицы с малыми поперечными периодич. отклонениями, возникающими, напр., при её пролёте через конденсатор с переменным во времени электрич. полем $E = E_0 \cos \omega_0 t$, перпендикулярным к направлению ср. скорости частицы v (см. *Ондуляторное излучение*). Частота ондуляторного И. связана с частотой поперечных колебаний ω_0 соотношением

$$\omega = \frac{\omega_0}{1-(v/c)\cos\vartheta}, \qquad (4)$$

где ϑ — угол между v и направлением наблюдения; т. о., частота ондуляторного И. жёстко связана с углом наблюдения И. Аналогом ондуляторного И. является И. при *каналировании заряженных частиц* в монокристалле, при к-ром прямолинейно движущаяся между соседними кристаллографич. плоскостями частица испытывает поперечные колебания в результате взаимодействия с внутрикристаллич. полем.

Излучение Черенкова — Вавилова возникает при равномерном движении заряда в среде со скоростью, превышающей фазовую скорость света $c/\sqrt{\varepsilon}$ в этой среде (здесь ε — *диэлектрическая проницаемость* среды). Распределение излучаемой энергии по углам и частотам для системы зарядов в среде отличается от (1) множителем $\sqrt{\varepsilon}$ и др. определением k: $k = (\omega/c) n \sqrt{\varepsilon}$. Для равномерно движущегося единичного заряда распределение интенсивности излучения Черенкова — Вавилова имеет вид

$$\frac{d^2\mathcal{E}}{d\omega\, d\Omega} = T\frac{e^2\omega}{2\pi c^3}[nv]^2\,\delta\left(1-\frac{v}{c}\sqrt{\varepsilon}\cos\vartheta\right) \qquad (5)$$

(T — полное время наблюдения). Появление в этом выражении дельта-функции $\delta[1-(v/c)\sqrt{\varepsilon}\cos\vartheta]$ означает, что ϑ определяется равенством $\cos\vartheta = (c/v)\sqrt{\varepsilon}$. Излучение Черенкова — Вавилова используется для измерения энергии заряж. частиц.

Переходное излучение возникает при пересечении равномерно движущимся зарядом области пространства с неоднородными диэлектрич. свойствами, напр. при пересечении им границы раздела двух сред с разл. диэлектрич. проницаемостями или при движении в среде, содержащей неоднородности. Переходное И. и излучение Черенкова — Вавилова — родственные явления, т. к. и то и другое — испускание эл.-маги. волн атомами вещества, возбуждёнными движущейся частицей: Черенкова — Вавилова И.— результат когерентного высвечивания возбуждённых частицей атомов, а переходное — некогерентного высвечивания этих атомов.

Когерентность различных излучателей. Пусть N идентичных излучателей, в каждом из к-рых электрич. заряд движется по одному и тому же закону $r_0(t)$, имеют разл. нач. координаты R_a и разл. нач. моменты времени τ_a. В момент времени t координаты a-го излучателя имеют вид

$$r_a(t) = R_a + r_0(t-\tau_a).$$

Подставляя это выражение в (1), можно выразить распределение излучаемой всеми N излучателями энергии $d^2\mathcal{E}_N(n, \omega)$ через энергию, излучаемую отд. излучателем:

$$d^2\mathcal{E}_N(n,\omega) = d^2\mathcal{E}_1(n,\omega)\times$$
$$\times\left\{N+\sum_{a=1}^{N}\sum_{\substack{b=1,\\ b\neq a}}^{N}\cos[\omega(\tau_a-\tau_b)-k(R_a-R_b)]\right\}. \qquad (6)$$

Если, напр., аргумент косинуса близок к нулю для любых a и b, то излучаемая системой энергия пропорц. квадрату числа излучателей:

$$d^2\mathcal{E}_N(n,\omega) = N^2\, d^2\mathcal{E}_1(n,\omega).$$

Это означает, что в точку наблюдения эл.-маги. волны от разных излучателей приходят с одинаковыми фазами и поля арифметически складываются. Такие излучатели наз. к о г е р е н т н ы м и по отношению друг к другу.

В том случае, когда R_a или τ_a — случайные величины, излучаемая энергия должна быть усреднена по их распределению. При таком усреднении излучаемая энергия становится пропорциональной числу излучателей:

$$d^2\mathcal{E}_N(n,\omega) = N\, d^2\mathcal{E}_1(n,\omega).$$

Эл.-маги. волны от разных излучателей приходят в точку наблюдения с самыми различными фазами и взаимно погашаются; эффективно складываются потоки энергии, созданные разл. излучателями. Такие излучатели наз. взаимно некогерентными. В обычных источниках света (напр., пламени) высвечивание атомов происходит за счёт хим. экзотермич. реакции. В этом случае моменты времени, в к-рые происходит возбуждение разл. атомов, распределены случайным образом, следовательно, нач. моменты τ_a — случайны. Такие источники И. некогерентны. Некогерентными источниками И. являются также излучающие атомы металла в лампах накаливания, атомы газа в люминесцентных лампах и т. д.

При движении частицы в среде со скоростью v нач. моменты τ_0 движения заряда в излучателях определяются временем подлёта частицы к атому. Поэтому для лежащих вблизи пути частицы атомов $R_a - R_b = v(\tau_a - \tau_b)$. Выражение (6) в этом случае примет вид:

$$d^2\mathcal{E}_N(n,\omega) = d^2\mathcal{E}_1(n,\omega)\times$$
$$\times\left\{N+\sum_{a=1}^{N}\sum_{\substack{b=1,\\ b\neq a}}^{N}\cos[(\omega-kv)(\tau_a-\tau_b)]\right\}. \qquad (7)$$

При выполнении условия $\omega = kv$, т. е. $\cos\vartheta = (c/v)\sqrt{\varepsilon}$, получим:

$$d^2\mathcal{E}_N(n,\omega) = N^2\, d^2\mathcal{E}_1(n,\omega).$$

Т. о., все расположенные вблизи пути частицы атомы будут излучать когерентно. Это и происходит в случае излучения Черенкова — Вавилова. Во всех др. направлениях, для к-рых $\cos\vartheta \neq (c/v)\sqrt{\varepsilon}$, возбуждённые атомы излучают некогерентно. То же самое происходит при скорости частицы $v < c/\sqrt{\varepsilon}$. В однородном веществе И. разных излучателей полностью погашается. Если в веществе присутствуют микроскопич. неоднородности, то полного погашения волн от разных излучателей в точке наблюдения не происходит. Наличие поверхности раздела двух сред препятствует взаимному погашению полей в точке наблюдения от излучателей, находящихся по разным сторонам поверхности раздела и увеличивает интенсивность некогерентного высвечивания возбуждённых атомов, т. е. переходного И.

Дипольное излучение системы нерелятивистских зарядов. Рассмотрим систему зарядов, движущихся с нерелятивистскими скоростями порядка v внутри области пространства размером a. Период колебания заряда в такой системе $\sim a/v$, а частота $\sim v/a$. Отсюда следует $v/\omega \sim a \ll \lambda \sim c/\omega$, так что $kr_a \sim a/\lambda \ll 1$ и в (1) член с kr_a в показателе экспоненты можно опустить:

$$d^2\mathcal{E}(n,\omega) = \frac{\omega^4}{c^3}\left|\left[n, \int \frac{dt}{2\pi}\exp(i\omega t)\, d(t)\right]\right|^2 d\omega\, d\Omega,$$

где $d(t) = \sum_a e_a r_a(t)$ — представляет собой дипольный момент системы зарядов. Распределение по углам и частотам энергии, излучаемой системой нерелятивистских зарядов, полностью определяется дипольным моментом системы зарядов; такое И. наз. дипольным.

Для дипольного И. характерно угл. распределение, пропорциональное $\sin^2\vartheta$. Наиб. энергия излучается под

прямым углом к направлению дипольного момента, в направлении же дипольного момента И. отсутствует. Интегрирование по углам даёт спектр дипольного И.:

$$\frac{d\mathcal{E}(\omega)}{d\omega}=\frac{8\pi\omega^4}{3c^2}\left|\int\frac{dt}{2\pi}\exp(i\omega t)\,\boldsymbol{d}(t)\right|^2.$$

Условие применимости дипольного приближения можно записать и как $\omega\ll c/a$, что ограничивает рост интенсивности дипольного И. с частотой. Циклотронное И. заряда, движущегося с нерелятивистской скоростью в постоянном и однородном магн. поле, является частным случаем дипольного И. При таком движении частота И. ω равна частоте Ω обращения заряда по окружности.

Если дипольный момент системы нерелятивистских зарядов равен нулю, то следует учесть линейные члены разложения (1) по степеням $\boldsymbol{kr}$. В этом приближении И. системы определяется её магн. дипольным моментом

$$\mathfrak{M}=\frac{1}{2c}\sum_a e_a[\boldsymbol{r}_a\boldsymbol{v}]$$

и электрич. квадрупольным моментом

$$D_{is}=\sum_a e_a(3x_i^a x_s^a-r_a^2\delta_{is}).$$

Дипольный момент системы, в частности, равен нулю для системы с одинаковым отношением заряда к массе для всех частиц. У такой системы исчезает и магн. момент, так что её И. будет квадрупольным. Если магн. дипольный и электрич. квадрупольный моменты равны нулю, то И. определяется мультиполями более высоких порядков ($n>2$; для дипольного момента $n=1$). В создаваемое системой зарядов и токов И. вносят вклад также анапольные моменты (см. *Анаполь*), однако в распределение энергии они вносят вклад не независимо, а в виде определ. комбинации с электрич. мультипольным моментом (см., напр., *Квадрупольное излучение*).

Приведённые ф-лы справедливы для И. как микроскопической, так и макроскопич. систем (напр., для И. *Герца вибратора*). Об И. радиоволн см. в ст. *Антенна*.

Квантовая теория излучения. Процесс И. квантовой системы (атома, атомного ядра, молекулы) подчиняется квантовым законам (см. *Квантовая электродинамика*). В квантовой теории И. эл.-магн. поле рассматривается как совокупность квантов эл.-магн. поля — фотонов. Энергия фотона ε пропорц. его частоте: $\varepsilon=\hbar\omega$, импульс $\boldsymbol{p}$ — его волновому вектору $\boldsymbol{k}$: $\boldsymbol{p}=\hbar\boldsymbol{k}$. И. одного фотона квантовой системой сопровождается переходом этой системы из состояния с энергией $\mathcal{E}_1$ в состояние с энергией $\mathcal{E}_2=\mathcal{E}_1-\hbar\omega$. Т. к. энергия квантовой системы дискретна, такая система испускает И. определ. частот — спектр И., состоящий из отд. спектральных линий с конечной шириной.

Дипольное излучение атома. Длина волны λ И. атома значительно превышает его радиус a, $\lambda\gg a$, т. е. выполняется условие применимости дипольного приближения. Наиб. интенсивные линии в атомных спектрах получаются в результате дипольных электрич. переходов. Роль классич. плотности тока при таком рассмотрении играет ток перехода, т. е. матричный элемент оператора плотности тока, вычисленный с волновыми ф-циями нач. и конечного состояний атома. В дипольном приближении матричный элемент оператора плотности тока сводится к матричному элементу оператора дипольного момента системы. Т. к. дипольный момент является вектором, его матричные элементы между состояниями с квантовыми числами n, l, m, s и n', l', m', s' не обращаются в нуль только при выполнении определ. равенств, наз. *отбора правилами*:

$$l'-l=\pm1,\ 0$$

$$m'-m=\pm1,\ 0$$

(кроме случая, когда и $l=0$ и $l'=0$).

Мультипольное излучение атома. Представление энергии И. квантовой системы в виде ряда, соответствующего И. мультипольных моментов разл. порядка, применимо лишь в том случае, когда $\lambda\gg a$, а скорости электронов атома нерелятивистские. Тогда интенсивность И. мультиполя порядка $(n+1)$ меньше интенсивности И. мультиполя порядка n в $(\lambda/a)^2$ раз. Для того чтобы матричный элемент соответствующего мультипольного момента был не равен нулю, необходимо выполнение определ. правил отбора, вытекающих из законов сохранения момента и чётности. Если L — момент кол-ва движения фотона, M — его проекция, j_1, j_2 и m_1, m_2 — моменты кол-ва движения и проекции момента электрона в нач. и конечном состояниях, то действуют след. правила отбора:

$$m_1-m_2=M,$$

$$|j_1-j_2|\leqslant L\leqslant|j_1+j_2|,$$

$$P_1=P_2P,$$

где P_1 и P_2 — чётности нач. и конечных состояний электрона, $P=(-1)^{L+1+\delta}$ ($\delta=0$ соответствует состояниям магнитного, а $\delta=1$ — состояниям электрич. типа). Если правила отбора не выполняются, то И. соответствующей мультипольности отсутствует.

Время жизни атома в возбуждённом состоянии по отношению к дипольному И. обычно $\sim10^{-8}$ с. Если из возбуждённого состояния дипольное И. невозможно (не выполняются правила отбора), а возможно только мультипольное И. порядка n, то время жизни такого состояния увеличивается в $(\lambda/a)^{2(n-1)}$ раз. Такие состояния наз. метастабильными.

Мультипольное излучение ядер. Если для атомных электронов их скорости удовлетворяют соотношениям $v\sim a\omega\sim c/137$, то для нуклонов в ядре величины a, ω и v не находятся в к.-л. определ. соотношениях. Поэтому для атомных ядер применение разложения по мультиполям возможно только при выполнении двух неравенств:

$$v\ll c\ \text{и}\ a\ll\lambda.$$

Возбуждённые метастабильные состояния ядер, для к-рых И. возможно лишь при $L\sim3-5$, обладают временами жизни порядка минут и часов; о ядрах в таких состояниях см. в ст. *Ядерная изомерия*.

Вынужденное излучение. Вероятность И. фотона с импульсом $\boldsymbol{p}=\hbar\boldsymbol{k}$ и энергией $\varepsilon=\hbar\omega$ пропорц. (n_k+1), где n_k — число точно таких же фотонов, находившихся в системе до момента И. При $n_k=0$ И. наз. с п о н т а н н ы м. Пропорциональная n_k часть И. наз. *вынужденным испусканием*. В *квантовых генераторах*, И. к-рых является вынужденным, для увеличения n_k используются резонаторы, удерживающие поле вблизи излучателя. Каждый испущенный веществом фотон увеличивает n_k, и интенсивность И. с данным $\boldsymbol{k}$ быстро растёт при малой интенсивности И. всех фотонов др. частот. В результате энергия излучателя оказывается сосредоточенной в очень узкой полосе частот ω, причём все фотоны испускаются в одном направлении. Поля И. на этой частоте имеют большую величину, сравнимую с величиной внутримолекулярных полей, в результате чего прохождение такого поля в среде меняет её свойства, т. к. взаимодействие поля И. с веществом становится нелинейным (см. *Нелинейная оптика*).

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988; их же, Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Ахиезер А. И., Берестецкий В. Б., Квантовая электродинамика, 4 изд., М., 1981; Джексон Дж., Классическая электродинамика, пер. с англ., М., 1965.

М. И. Рязанов.

ИЗЛУЧЕ́НИЕ ЗВУ́КА — создание звуковых полей при помощи разл. *излучателей звука*. Звуковое поле, создаваемое данным излучателем, существенно зависит от формы излучателя и вида его колебаний, а также от частоты, определяющей соотношение между размерами излучателя и длиной волны λ излучаемого им звука.

В связи с этим целесообразно рассматривать излучение гармонич. волн и изучать зависимость излучения от частоты.

Для выяснения характеристик излучателей рассматривают упрощённые теоретич. модели, дающие в основном ту же картину излучения, что и реальные излучатели, и допускающие простой расчёт таких осн. параметров излучателей, как удельная и полная излучаемая мощность, требуемые вынуждающие силы, направленность, законы спадания поля с расстоянием и т. п. Для излучателей, размеры колеблющихся элементов к-рых велики по сравнению с длиной волны, подобной моделью может служить бесконечная плоскость, колеблющаяся синфазно, как одно целое, в направлении своей нормали (т. н. поршневое излучение). Такая плоскость создаёт плоскую бегущую волну, в к-рой давление p и колебательная скорость частиц v синфазны и для любой формы волны $p/v=\rho c$, где ρc — *волновое сопротивление* среды (ρ — плотность среды, c — скорость звука). Для гармонич. волны средняя удельная излучаемая мощность звука равна:

$$w=\frac{p_0v_0}{2}=\frac{p_0^2}{2\rho c}=\frac{\rho c v_0^2}{2}, \qquad (1)$$

где p_0 и v_0 — амплитуды давления и колебат. скорости на излучающей поверхности.

Для излучателя в виде поршня в жёстком экране при размерах поршня, больших по сравнению с λ, поле на его поверхности и перед ним мало отличается от поля перед бесконечной плоскостью (за исключением участков вблизи краёв поршня). Поэтому почти по всей поверхности поршня p и v синфазны и $p_0/v_0=\rho c$, так что уд. мощность можно рассчитывать по той же ф-ле (1). Уд. мощность излучения удобно выражать через уд. *импеданс акустический* z на излучающей поверхности: отношение давления на этой поверхности к её колебат. скорости, т. е. $z=p/v$. Для большого поршня уд. акустич. импеданс вещественен и равен ρc, так что его уд. мощность $w=\frac{1}{2}zv_0^2$. Полная излучённая мощность большого поршня площадью S равна:

$$W=\frac{1}{2}\rho c v_0^2 S. \qquad (2)$$

Для поршня малых по сравнению с λ размеров уд. излучаемая мощность много меньше, чем для большого поршня. Так, для круглого поршня радиуса a в жёстком экране при $ka\ll 1$

$$w=\frac{1}{2}\rho c\frac{(ka)^2}{2}v_0^2,\quad W=\frac{1}{2}\rho c\frac{(ka)^2}{2}v_0^2S,$$

где $S=\pi a^2$, k — волновое число. Для малого поршня давление уже не синфазно с колебат. скоростью на его поверхности, поэтому z является комплексной величиной: $z=\mathrm{Re}\,z+i\,\mathrm{Im}\,z$. Средняя уд. мощность излучения в этом случае равна:



Рис. 1. Пульсирующая сфера (монополь).

$$w=\frac{1}{2}\mathrm{Re}\,zv_0^2. \qquad (3)$$

Следовательно, для малого поршня $\mathrm{Re}\,z=\frac{1}{2}(ka)^2\rho c$, а мнимая (реактивная) часть $\mathrm{Im}\,z$ обусловливает реактивную («безваттную») мощность излучателя, связанную с периодич. обменом энергией между излучателем и прилегающими к нему слоями среды. Эта энергия остаётся локализованной вблизи излучателя и не даёт вклада в излучение.

Для выяснения поведения излучателей при произвольном соотношении между их размерами и длиной волны удобно пользоваться другой теоретич. моделью, т. н. излучателем нулевого порядка, — пульсирующей сферой (рис. 1), или монополем. Давление, создаваемое пульсирующей сферой на расстоянии r от её центра, равно:

$$p=-i\rho\omega\frac{Q}{4\pi r}\exp(ikr),$$

где ω — частота пульсаций, Q — производительность излучателя. Излучение монополя сферически симметрично. Колебат. скорость частиц равна:

$$v=-\frac{(ikr-1)Q}{4\pi r^2}\exp(ikr),$$

а удельный акустич. импеданс пульсирующей сферы радиуса a равен:

$$z=\frac{p}{v}\Big|_{r=a}=-\frac{i\rho cka}{1+(ka)^2}+\frac{\rho c(ka)^2}{1+(ka)^2}.$$

При $ka\ll 1$ $\mathrm{Re}\,z\approx\rho c(ka)^2$, следовательно, при заданных a и v удельная (а значит, и полная) мощность излучения $w\sim\omega^2$. При заданной же амплитуде смещения поверхности сферы данного радиуса (при $ka\ll 1$) w и $W\sim\omega^4$. Этим объясняется невысокая эффективность излучения излучателями, малыми по сравнению с длиной волны. При $ka=1$ уд. сопротивление излучения $\mathrm{Re}\,z=\rho c/2$, а значение $|\mathrm{Im}\,z|$ достигает максимума, равного также $\rho c/2$ (рис. 2). При дальнейшем увеличении ka сопротивление излучения (т. е. $\mathrm{Re}\,z$) растёт, стремясь асимптотически к ρc, а $|\mathrm{Im}\,z|$ стремится асимптотически к нулю; для больших ka снова можно пользоваться ф-лами (2) и (3). Уд. мощность для любого ka выражается через давление на поверхности излучателя той же ф-лой $w=p^2/2\rho c$, что и для бесконечной плоскости. Однако скорость поверхности излучателя для получения заданного давления должна быть больше, чем в случае бесконечной плоскости, в $\sqrt{1+(ka)^2}/ka$ раз.

Полная излучаемая мощность монополя любого радиуса выражается через его производительность ф-лой: $W=\rho ck^2Q^2/8\pi$. Для малых ka объёмная скорость излучателя $V=4\pi a^2v_0$ приближённо равна его производительности Q. Поэтому для малых пульсирующих сфер

$$W\approx\frac{\rho ck^2V^2}{8\pi}, \qquad (4)$$

т. е. излучаемая мощность определяется при данной частоте только объёмной скоростью излучателя, независимо от его размеров. Более того, для любых малых излучателей звука, создающих объёмную скорость, но не имеющих сферич. симметрии (малое пульсирующее тело несферич. формы, тело с неравномерным распределением колебат. скоростей по поверхности, малый поршень в жёстком экране, сирена и т. п.), полная излучаемая мощность также выражается ф-лой (4). Это объясняется тем, что дифракционные эффекты (см. *Дифракция звука*) приводят к такому выравниванию создаваемого поля, что уже на расстоянии в несколько поперечников излучателя поле становится практически неотличимым от поля малого монополя с той же объёмной скоростью.

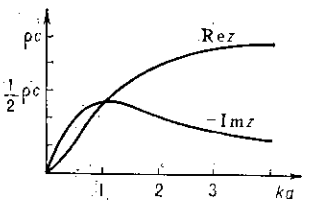


Рис. 2. Зависимость действительной и мнимой (с обратным знаком) части удельного акустического импеданса на поверхности пульсирующей сферы радиуса a от параметра ka.

Реактивная часть удельного акустич. импеданса малой сферы $\mathrm{Im}\,z=-i\omega\rho a$, что соответствует импедансу массы среды, распределённой по всей поверхности с поверхностной плотностью ρa. Суммарный импеданс среды — т. н. присоединённая масса сферы — составляет, т. о., $4\pi a^3\rho$, т. е. равна массе среды в тройном объёме сферы. Наличие присоединённой массы объясняет понижение собств. частоты погружённых в жидкость излучателей по сравнению с их частотой при колебаниях в воздухе.

Кроме излучателей монопольного типа важное значение имеют излучатели, не создающие объёмной скорости, напр. осциллирующие тела, струны. Поле таких излучателей также является полем сферич. волн

(поверхности равных фаз — сферы), но излучение не имеет сферич. симметрии: давление зависит от угла θ между направлением осцилляций и направлением на точку наблюдения по закону косинуса. Для осциллирующих тел картину излучения даёт ещё одна теоретич. модель — излучатель первого порядка — осциллирующая сфера (рис. 3), или диполь. Характеристика направленности диполя — тело вращения с меридианом в виде восьмёрки, образованной двумя касающимися окружностями единичного диаметра. При малом радиусе сферы ($ka \ll 1$), давление, создаваемое диполем, равно:

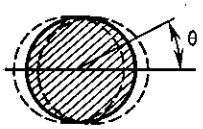


Рис. 3. Осциллирующая сфера (диполь).

$$p = i\rho\omega \cdot 2\pi a^3 u \frac{ikr-1}{4\pi r^2} \exp(ikr)\cos\theta,$$

где u — амплитуда скорости осцилляций сферы. Отсюда видно, что излучение диполя определяется произведением объёма осциллирующей сферы на скорость осцилляций. Закон убывания давления в поле диполя при $kr \geqslant 1$ такой же, как у монополя ($p \sim 1/r$), но вблизи излучателя давление изменяется быстрее и при $kr \ll 1$ $p \sim 1/r^2$. Закон убывания $p \sim 1/r$ при больших расстояниях имеет место для излучателей любого типа, даже не малых по сравнению с длиной волны. Такое убывание начинается с расстояний D^2/λ, где D — размер излучателя.

При малых ka механич. импеданс сферы, т. е. отношение силы, с к-рой сфера действует на среду, к скорости осцилляций, равен:

$$Z_м = -i\omega\rho \frac{2}{3}\pi a^3 \left[1 + \frac{i(ka)^2}{2}\right].$$

Ср. излучаемая мощность

$$W = \frac{1}{2}\,\mathrm{Re}\, Z_м u^2 = \frac{1}{6}\rho c \pi a^2 (ka)^4 u^2.$$

При заданных a и u $W \sim \omega^4$ и, следовательно, убывает с уменьшением частоты ещё быстрее, чем мощность излучения монополя. С этим связано, напр., то обстоятельство, что струны музыкальных инструментов сами по себе дают ничтожное излучение звука и их приходится укреплять на деках, к-рым передаются колебания струн и к-рые в силу своих больших размеров эффективно излучают звук. Реактивная часть импеданса диполя эквивалентна реакции присоединённой массы, равной массе среды в половинном объёме осциллирующей сферы. Дипольное излучение можно представить себе как совместное излучение двух монополей, пульсирующих в противофазе и расположенных друг от друга на расстоянии, малом по сравнению с длиной волны.

Для получения острой направленности излучения применяют либо протяжённые излучатели (напр., большой поршень или системы излучателей с общей протяжённостью, достаточно большой по сравнению с длиной волны), либо сверхнаправленные системы, в к-рых сужение характеристики направленности достигается за счёт значит. увеличения реактивной мощности системы.

Лит.: Рыжевкин С. Н., Курс лекций по теории звука, М., 1960; Исакович М. А., Общая акустика, М., 1973.

М. А. Исакович.

ИЗЛУЧЕ́НИЕ ПЛА́ЗМЫ — поток энергии эл.-магн. волн (в диапазоне от радио- до рентгеновских), испускаемых частицами плазмы при их индивидуальном или коллективном движении. Интенсивность и спектральный состав излучения отражают состояние плазмы, благодаря чему И. п. служит одним из средств её диагностики. И. п. является также одним из гл. каналов её энергетич. потерь (радиац. потери, РП), поэтому оно играет важную роль в энергобалансе плазм. систем. Существенна также роль И. п. в установлении термодинамического состояния плазмы — распределения ионов по кратностям ионизации, возбуждённым уровням и т. п.

Анализ И. п. включает установление характеристик трёх осн. типов (последоват. уровней описания): интенсивности элементарного механизма излучения; спектральной излучательной способности $\eta(\omega)$, т. е. распределения по частоте ω фотонов, рождаемых в единице объёма оптически тонкого слоя плазмы; полного потока излучения плазм. системы с учётом возможной реабсорбции (многократного поглощения-испускания) излучения в её объёме (оптически толстая плазма).

Основные механизмы И. п. определяются как индивидуальными свойствами заряж. и нейтральных частиц, образующих плазм. систему, так и её коллективными свойствами — колебательно-волновыми характеристиками (см. *Волны в плазме*).

И. п., основанное на индивидуальных свойствах частиц, подразделяется на след. типы: линейчатое излучение (ЛИ), возникающее при переходе электрона в атоме или ионе между двумя дискретными уровнями (связанно-связанный переход); фоторекомбинац. излучение (ФИ), возникающее при захвате свободного электрона на один из дискретных уровней атома или иона (свободно-связанный переход); тормозное излучение (ТИ) свободного электрона в поле иона (свободно-свободный переход); магнитотормозное, или циклотронное, излучение (ЦИ) электрона при его вращении в магн. поле напряжённостью H. Эти типы И. п. имеют одинаковую микроскопич. основу — ускорение w электронов во внеш. поле, электрич. или магнитном. Характерные частоты И. п. определяются угл. скоростями поворота частиц при движении по криволинейным траекториям. Полная интенсивность излучения определяется величиной $I = {}^2/_3 e^2 w^2/c^3$ (e — заряд электрона), а распределение I_ω интенсивности по спектру частот — фурье-компонентой $I_\omega = {}^2/_3 e^2 w_\omega^2/c^3$. Различия в типе поля, вызывающего ускорение электронов, приводят к резким различиям как полных интенсивностей I, так и интенсивностей характерных излучаемых частот I_ω. Напр., для ЛИ $\omega_л = (\mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1)/\hbar$ ($\mathcal{E}_1$, $\mathcal{E}_2$ — энергии уровней); для ЦИ $\omega_ц = neH\sqrt{1 - v^2/c^2}/mc$ ($n = 1, 2, 3\ldots$, m, v — масса электрона и его скорость в плоскости, перпендикулярной к H); для ТИ при классич. движении $\omega_т \sim mv^3/Ze^2$ (Ze — заряд иона). Если вращение электрона периодично (например, в случае ЛИ и ЦИ), то спектр излучения дискретен, в противном случае он непрерывен (спектры ТИ и ФИ). Для структуры непрерывного спектра ФИ характерно наличие скачков, отвечающих рекомбинации на отд. дискретные уровни иона. Дискретность спектра может нарушаться, напр., вследствие доплеровского уширения, обусловленного разбросом скоростей излучающих частиц. В спектре ЛИ ввиду относительно малой скорости атомов или ионов доплеровские сдвиги невелики и дискретность спектра сохраняется. В спектре ЦИ эти сдвиги $\omega_ц$ обусловлены движением гораздо более быстрых электронов и приводят, уже начиная с $T_e \sim 10$ кэВ, к слиянию высоких ($n \gg 1$) гармоник ЦИ в непрерывный спектр — континуум.

И. п. коллективного происхождения обусловлено ускорением электронов, движущихся сфазированно в поле плазм. колебаний и, следовательно, излучающих когерентно. Поэтому излучение оказывается связанным с частотными характеристиками плазм. колебаний, так что его можно рассматривать как проявление резонансов во взаимодействиях частица — волна, волна — волна, волна — частица — волна. Оно сильно зависит от степени неравновесности плазмы и её устойчивости по отношению к самовозбуждению тех или иных волн. Для устойчивой плазмы, близкой к состоянию термодинамич. равновесия, такое излучение носит спонтанный характер и определяется её диэлектрич. свойствами, а также граничными условиями. Осн. типы излучения в этом случае представлены ниже. а) Черенковское излучение частиц, движущихся со скоростью v, близкой к фазовой скорости эл.-магн. волн (напр., *геликоны*). Условие такого резонанса частица —

волна (т. н. резонанса Ландау) записывается в виде $\omega=kv$ (ω — частота эл.-магн. волны, k — её волновой вектор), а в магн. поле: $\omega-l\omega_H=kv$ ($l=0, 1, 2\ldots$, $\omega_H^0=eH/mc$ — циклотронная частота). б) Переходное излучение также определяется взаимодействием частица — волна и возникает при переходе заряж. частиц через границы, на к-рых резко меняются дисперсионные свойства эл.-магн. волн (напр., граница плазма — вакуум). в) Излучение, определяемое трансформацией продольных волн в поперечные на границе плазмы или её неоднородностях (линейное взаимодействие волна — волна). В этом случае частота излучаемой волны совпадает с частотой исходной продольной волны (в простейшем случае $\omega\approx\omega_{pe}=(4\pi ne^2/m)^{1/2}$, ω_{pe} — плазменная частота). г) Излучение, возникающее при нелинейном взаимодействии продольных волн с поперечными. Условие такого взаимодействия есть $\sum_i\omega_i=0$; $\sum_i k_i=0$, $i=1, 2, 3\ldots$ (см. *Взаимодействие волн в плазме*). Для волн относительно небольшой амплитуды основным является процесс взаимодействия трёх волн. Для изотропной плазмы этот процесс приводит к излучению на частотах $\omega\approx\omega_{pe}$ и $\omega=2\omega_{pe}$. Излучение на частотах $\omega\approx\omega_{pe}$ возникает вследствие «слияния» ленгмюровской волны с низкочастотными флуктуациями или колебаниями плазмы (напр., с ионным звуком), а на удвоенной частоте $\omega=2\omega_{pe}$ — вследствие слияния двух ленгмюровских волн. В плазме, близкой к термодинамич. равновесию, указанные процессы часто наз. трансформацией на флуктуациях продольных волн в поперечные. д) Тормозное излучение электронов, но не в электрич. поле отд. иона, а в электрич. полях флуктуаций плотности частиц плазмы (взаимодействие частица — волна — излучение). Интенсивность И. п. в указанных условиях может возрасти на неск. порядков по сравнению с обычным ТИ. С этим связывают, в частности, усиление излучения при вспышках на Солнце.

Интенсивность коллективных механизмов излучения резко возрастает в неустойчивой плазме. Обычно в таких случаях наблюдается индуцированное излучение того или иного происхождения. Интенсивность И. п. коллективного происхождения определяется конкретным механизмом неустойчивости.

Взаимовлияние излучения и вещества характерно для излучающей плазмы. Действительно, с одной стороны, само излучение обусловлено ускорением частиц и его спектр формируется их тепловым движением, а с др. стороны, радиац. потери плазмы ограничивают её темп-ру, т. е. интенсивность движения частиц. В горячей разреженной плазме И. п. имеет определяющее значение также и в формировании распределения ионов по кратностям ионизации Z_i (см. *Ионизационное равновесие*), а для данного Z_i — по возбуждённым уровням. Эти распределения вместе с максвелловским распределением электронов по скоростям (к-рое обычно легко поддерживается их частыми взаимными столкновениями и потому не искажается излучением) образуют полный «набор» излучателей для ЛИ, ТИ, ФИ и ЦИ. В свою очередь, частицы плазмы влияют на форму излучаемых спектров, приводя к *уширению спектральных линий*, и на распространение излучения в среде (см. ниже Запирание излучения, а также *Перенос излучения*). Наиб. полным взаимовлияние плазмы и излучения оказывается для ЛИ: дискретность спектра предопределяет его чувствительность к многообразным уширяющим воздействиям электронов и ионов, а концентрация излучающих электронов на возбуждённых уровнях в сильной степени определяется скоростью радиац. процессов девозбуждения и возбуждения.

Степень влияния И. п. на заселённость N_n дискретных уровней n характеризуется параметром $\beta=N_e<\upsilon\sigma_{\text{туш}}>\tau$, где $\sigma_{\text{туш}}$ — сечение электронного девозбуждения (тушения), а τ — время жизни возбуждённого уровня относительно высвечивания. При $\beta\gg1$ (плотная и холодная плазма) в девозбуждении преобладают столкновительные процессы, приводящие к установлению *локального термодинамического равновесия* (ЛТР) плазмы, в к-ром населённости уровней N_n близки к больцмановским $N^{\text{Б}}$. При $\beta\ll1$ (разреженная и горячая плазма) в девозбуждении доминируют излучат. процессы, так что почти каждый акт столкновительного возбуждения сопровождается высвечиванием — т. н. корональный режим (типичный для плазмы солнечной короны, а также для термоядерной плазмы).

Причинами уширения линий в плазме являются эффекты Доплера, Штарка и Зеемана. Тепловой разброс скоростей излучающих частиц приводит вследствие эффекта Доплера к разбросу излучаемых частот на величину $\Delta\omega_{\text{д}}\sim v\omega_0/c$.

Медленно меняющиеся поля E_i ионов также приводят к т. н. статич. уширению, при к-ром форма контура спектральной линии определяется ф-цией распределения ионных микрополей $W(E_i)$, а ширина линии — только плотностью ионов N_i. Быстроперем. поля электронов приводят к ударному уширению, при к-ром контур линии имеет дисперсионную (лоренцовскую) форму $\Gamma_{\text{уд}}/(\Delta\omega^2+\Gamma_{\text{уд}}^2)$ с шириной $\Gamma_{\text{уд}}$, равной частоте уширяющих столкновений. Неоднородность магн. поля приводит также к уширению линий ЦИ, к-рое, напр., в плазме *токамака* может превзойти доплеровское.

Излучательная способность и объёмные РП плазмы. Осн. характеристикой И. п. является излучат. способность $\eta(\omega)d\omega$ — энергия, излучаемая единицей объёма оптически тонкой (прозрачной) плазмы за единицу времени в единицу телесного угла в интервале частот от ω до $\omega+d\omega$. Зависимость η от ω и темп-ры специфична для каждого механизма И. п., зависимость же от концентраций N соответствующих частиц в ряде случаев проста и универсальна. Так, для ЦИ $\eta_{\text{ц}}(\omega)\backsim N_e$ (излучение как бы беспрерывно струится от каждого электрона), для ТИ и ФИ $\eta_{\text{т,ф}}(\omega)\backsim N_eN_i$ (излучение возникает в результате парных столкновений электронов с ионами). Для ЛИ зависимость $\eta_{\text{л}}$ от N сложнее, т. к. вследствие штарковского уширения N_e и N_i входят в качестве параметров в выражение для профиля линии. Однако для интегральной величины $\int_0^\infty\eta_{\text{л}}(\omega)d\omega$ могут реализоваться обе отмеченные зависимости от N: в пределе ЛТР ($\beta\gg1$) имеет место $\int\eta_{\text{л}}(\omega)d\omega\backsim N^{\text{Б}}/\tau$; в корональном пределе ($\beta\ll1$) имеем $\int\eta_{\text{л}}(\omega)d\omega\backsim N_eN_0$, где N_0 — концентрация атомов (ионов) на ниж. уровне. При произвольном β имеем $\int\eta_{\text{л}}(\omega)d\omega\backsim N_eN_0/(1+\beta)$.

Зависимость излучат. способности от остальных (кроме концентраций) параметров плазмы для ТИ имеет вид $\eta(\omega)\backsim Z^2T_e^{-1/2}\exp(-\hbar\omega/T_e)g(T_e,\omega)$, где Z — атомный номер (заряд ядра), g — «фактор Гаунта», численный множитель (часто ~1), учитывающий квантовые эффекты в ТИ, частичную экранировку ядра электронным остовом и др.; для ЦИ при достаточно больших T_e и n, когда спектр уже непрерывен, $\eta(\omega)\backsim(H/T_e)^{1/4}\omega^{3/4}\exp[-(m^2c^3\omega/eHT_e)^{1/2}]$; для ЛИ $\eta_{\text{л}}(\omega)\backsim P(\omega)$, где типы профилей $P(\omega)$ определяются разл. механизмами уширения линий.

Радиац. потери оптически прозрачной плазмы определяются величиной $Q=4\pi\int_0^\infty\eta(\omega)d\omega$. Для ТИ, ФИ, а также для ЛИ в корональном режиме (наиб. типичном именно для прозрачных систем) РП описываются единой ф-лой вида $Q=N_eN_i<\upsilon_e\sigma\hbar\omega>$, где σ — сечение соот-

ветствующего неупругого процесса (ТИ, фоторекомбинации, возбуждения), а угл. скобки означают усреднение (и, если необходимо, суммирование по кратностям ионизации и переходам). РП для этих трёх механизмов И. п. удобно выражать в виде удельных РП $q=Q/N_eN_Z$ [Вт·см^3], где N_Z — концентрация данной многозарядной примеси. На рис. 1 приведены расчёты РП водородной плазмы с примесью железа в зависимости от T_e; указан вклад ЛИ, ТИ, ФИ, а также излучения в результате *диэлектронной рекомбинации*. Видно, что при $T_e\ll 1$ кэВ осн. вклад в РП вносит ЛИ многозарядных ионов, возбуждаемых электронным ударом; с ростом T_e (т. е. по мере удаления связанных электронов — «обдирки» ионов) всё большую роль начинают играть ФИ и ТИ. Резкий спад РП при переходе от $T_e\simeq 1$ кэВ к $T_e\approx 2$ кэВ обусловлен переходом к замкнутой гелиеподобной оболочке ионов Fe XXV, скорость возбуждения к-рых (а следовательно, и ЛИ) резко уменьшается. При глубокой обдирке иона $q_т\approx 1{,}5\cdot 10^{-32}Z^2\sqrt{T_e(\text{эВ})}$, $q_ф\approx 5\cdot 10^{-31}Z^4/\sqrt{T_e(\text{эВ})}$, $q_л\simeq 8\cdot 10^{-30}Z^6T^{-3/2}$ (эВ), так, что, напр., ТИ начинает превосходить ФИ при $T_e\gtrsim 30Z^2$ (эВ). Для грубой оценки полных РП можно пользоваться ф-лой $q_{полн}\approx q_т(Z,T)+q_ф(Z,T)$, в к-рой допущение о полной «обдирке» иона (и соответствующее завышение $q_т$ и $q_ф$) качественно компенсируется полным неучётом потерь на ЛИ.

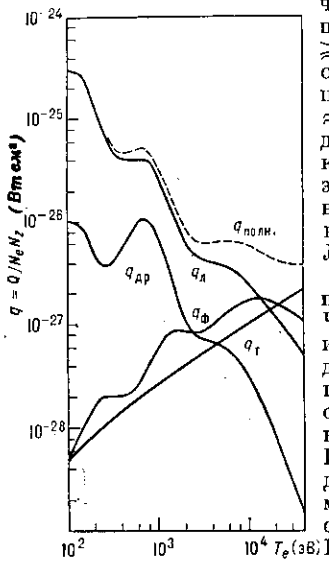


Рис. 1. Зависимость удельных РП $q=Q/N_eN_i$ водородной плазмы с примесью железа от температуры T_e.

Запирание излучения в плазме и РП в общем случае. Чтобы судить о реальной интенсивности И. п., необходимо учесть возможное поглощение излучения внутри самой плазмы, приводящее к явлению т. н. «запирания» И. п., когда излучение выходит не из всего объёма плазмы, а только из её внеш. слоёв. Каждому механизму И. п. соответствует обратный ему механизм поглощения, характеризуемый коэф. поглощения $\varkappa(\omega)$ на единицу длины. В условиях ЛТР, т. е. когда распределение частиц, ответственных за данный механизм испускания-поглощения, термически равновесно (для ТИ и ЦИ это означает максвелловское распределение электронов, для ФИ — то же плюс распределение кратностей ионизации, согласно *Саха формуле*, для ЛИ — больцмановское распределение населённости возбуждённых уровней, т. е. $\beta\gg 1$), $\varkappa(\omega)$ связано с излучат. способностью $\eta(\omega)$ законом Кирхгофа: $\eta(\omega)/\varkappa(\omega)=B_{Пл}(\omega)$, где $B_{Пл}(\omega)$ — интенсивность равновесного (чёрного) излучения на единицу телесного угла. Соответственно спектральная интенсивность $I_\omega(a)$ излучения термически однородного слоя плазмы толщиной a равна $I_\omega(a)=B_{Пл}(\omega)\{1-\exp[-\eta(\omega)a/B_{Пл}(\omega)]\}$, а интегральная интенсивность $I(a)$ равна $\int_0^\infty I_\omega(a)d\omega$. На участках спектра, где $\varkappa(\omega)a\gg 1$ (оптически толстый слой), имеем $I_\omega(a)\approx B_{Пл}(\omega)$, т. е. плазма излучает как чёрное тело, с поверхности, а излучение из объёма заперто; на участках $\varkappa(\omega)a\ll 1$ (оптически тонкий слой) $I_\omega(a)\approx\eta(\omega)a$ (незапертое, объёмное излучение).

В случае ЛИ (рис. 2) вклад «запертой» линии («упирающейся» в планковскую кривую $B_{Пл}$) с центром $\omega=\omega_0$ в полное излучение $I(a)$ равен $B_{Пл}(\omega_0)\Delta\omega_{экв}(a)$, где $\Delta\omega_{экв}$ — т. н. эквивалентная ширина линии, равная ширине участка с $\varkappa(\omega)a\gtrsim 1$. Для доплеровского профиля $\Delta\omega_{экв}\approx Г_д\sqrt{\ln[\varkappa(\omega_0)a]}$, для лоренцовского — $\Delta\omega_{экв}\approx Г_{уд}\sqrt{\varkappa(\omega_0)a}$, ($Г_д$, $Г_{уд}$ — доплеровская и ударная ширины, $\varkappa(\omega_0)a\gg 1$ — оптическая толщина слоя в центре линии). Запирание ЛИ существенно в основном для низкотемпературной и достаточно плотной плазмы.

Для тормозного механизма испускания-поглощения характерная «длина запирания» a^*, усреднённая по частотам длина пробега кванта ТИ, равна: $a^*\sim 3\cdot 10^{37}T^{7/2}\times(Z^2N_iN_e)^{-1}$ (T в эВ, N_i и N_e в см$^{-3}$, a^* в см). Интенсивность ТИ, выходящего из изотермич. слоя плазмы толщиной a, $I(a)\propto Z^2N_iN_e\sqrt{T}a$, если $a\ll a^*$ (объёмное излучение); если же $a\gg a^*$, то $I(a)\approx\sigma T^4$ (чёрное излучение; σ — *Стефана — Больцмана постоянная*). Последний случай типичен для астрофиз. объектов, напр. звёзд. Здесь роль «запертого» И. п. сводится к переносу энергии от горячего центра звезды к её более холодной

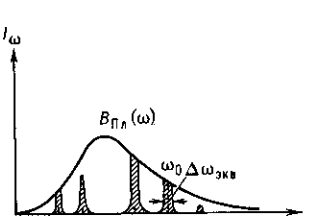


Рис. 2. Запертые (ω_1, ω_3, ω_4) и незапертые (ω_2 и ω_5) спектральные линии; ω_0 — невозмущённые частоты соответствующих линий.

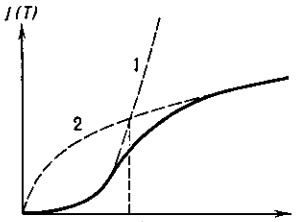


Рис. 3. Переход между пределами объёмного и поверхностного тормозного излучения. Кривая *1* — чёрное излучение ($I\propto T^4$); *2* — объёмное тормозное излучение ($I\propto T^{1/2}$).

поверхности (см. *Лучистое равновесие*). Зависимость РП на тормозное излучение от темп-ры при фиксированном a (а также Z, N_i и N_e) представлена на рис. 3. Значение $T=T^*$, разграничивающее области объёмных и поверхностных РП, равно $T^*\approx 2\cdot 10^{-11}(Z^2N_iN_ea)^{2/7}$. Для большинства направлений УТС $Z_{эф}\approx 1$, $a^{2/7}\sim 1$ (от токамака до лазерного УТС $a^{2/7}$ варьирует в пределах всего лишь одного порядка), так что $T^*(\text{эВ})\sim 2\cdot 10^{-11}(N_iN_e)^{2/7}$. Для систем с магн. удержанием плазмы (напр., при $N_i=N_e\sim 10^{14}$ см$^{-3}$) $T^*\sim 2\cdot 10^{-3}$эВ, а т. к. типичная термоядерная темп-ра $T_{т/я}\sim 10^4$ эВ, то тормозное излучение разреженной термоядерной плазмы является чисто объёмным; оно в $(T_{т/я}/T^*)^{7/2}\sim a^*/a$ раз, т. е. на много порядков меньше излучения чёрного тела. Лишь для нек-рых систем с инерционным удержанием плазмы, напр. для лазерного УТС, представляют интерес плотности $N_i=N_e$ вплоть до 10^{27} см$^{-3}$, к-рым соответствует $T^*\sim 6\cdot 10^4$ эВ$>T_{т/я}$, так что здесь эффект запирания ТИ в плазме уже существен.

Эфф. частоты ЦИ умеренно-релятивистских электронов «замагниченной» термоядерной плазмы лежат в диапазоне миллиметровых волн: $\omega_{эф}\gtrsim\frac{eH}{mc}\ll T/\hbar$. Это предопределяет гораздо бо́льшую роль реабсорбции ЦИ, чем, напр., намного более «жёсткого» ТИ. Роль поверхностного предела РП циклотронного излучения (к к-рому близки и реальные потери) здесь играет проинтегрированная от $\omega=0$ до нек-рой макс. частоты ω^* рэлей — джинсовская спектральная интенсивность, т. е. величина $T\omega^{*3}/12\pi^2c^2$, см. рис. 4. Значение ω^* соответствует оптич. толщине системы $\varkappa(\omega^*)a\approx 1$. Номер наивысшей «запертой» гармоники ЦИ $k^*\equiv\omega^*/\omega_H^0$ можно оценить по ф-ле

$$k^*\approx(T_e/mc^2)\ln^2[(mc^2/T_e)^{5/2}\omega_{pe}^2a/c\omega_H^0].$$

Для типичных параметров плазмы $k^* \gtrsim 10$, так что радиационные потери на ЦИ на несколько порядков превышают рэлей — джинсовскую величину для $\omega \lesssim \omega_H^0$. Но поскольку гл. вклад в объёмную излучат. способность $\int_0^\infty \eta(\omega)d\omega$ вносят осн. частота ω_H^0 и её ближайшие обертоны (фактически сильно запертые), реальные потери на ЦИ все ещё значительно меньше «потенциально возможных», объёмных РП.

При отсутствии ЛТР, достаточно типичном для ЛИ, закон Кирхгофа неприменим и картина запирания И. п. усложняется. Характерной «длиной запирания» l ЛИ, сравнение к-рой с размерами системы a определяет, будут ли её РП объёмными ($l \gg a$) или поверхностными ($l \ll a$), является длина тушения $l_{туш} \sim [(\beta+1)/\beta]^{\nu} \varkappa^{-1}(\omega_0)$, где $\nu = 1/2, \approx 1$ и 2 соответственно для монохроматич., доплеровского и лоренцовского профилей линии. Видно, что при

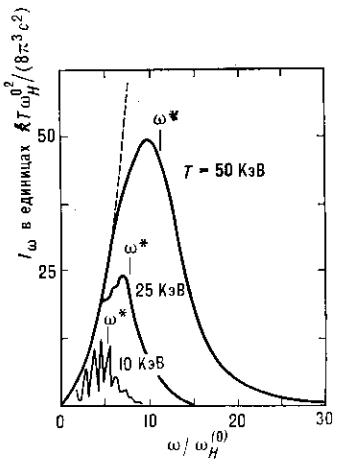


Рис. 4. Спектр циклотронного излучения термоядерной плазмы. Пунктир — планковская (рэлей — джинсовская) интенсивность излучения чёрного тела.

$\beta \ll 1$ система, оптически толстая в центре линии [$\varkappa(\omega_0)a \gg 1$], может излучать как оптически тонкая, т. е. из всего объёма.

И. п. и диагностика плазмы. Наблюдение спектров И. п. в разл. диапазонах длин волн λ (или энергий $\mathcal{E} = \hbar\omega$) с разл. спектральным разрешением $\lambda/\Delta\lambda$ (или $\mathcal{E}/\Delta\mathcal{E}$) позволяет получить разнообразную информацию о физ. процессах внутри плазмы (см. *Диагностика плазмы*).

На рис. 5 представлен спектр рентг. излучения периферийной области термоядерной плазмы токамака Т—10 (T_e=0,4 кэВ, $N_e = 1{,}5 \cdot 10^{13}$ см$^{-3}$) с примесью аргона (Z=18). Непрерывный спектр образован ТИ и ФИ электронов на протонах и ионах аргона. Угол

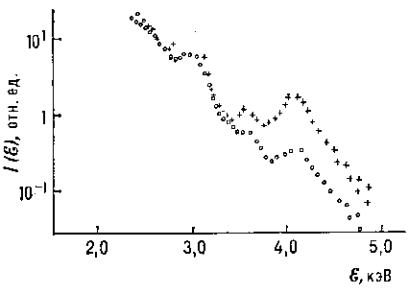


Рис. 5. Непрерывный спектр излучения горячей водородной плазмы: (+) — с примесью аргона; (○) — без примеси.

наклона спектра определяет темп-ру электронов T_e. На рис. 5 ясно видны два пика. Первый (при $\mathcal{E} \simeq 4$ кэВ) является скачком ФИ, соответствующим рекомбинации электронов на уровень n=1 водородоподобного иона аргона; второй пик (при $\mathcal{E} \approx 3$ кэВ) — K_α-линия ионизованного аргона. Линии этого типа обладают сложной структурой, образующейся в результате $2p-1s$-переходов в ионах разл. кратности ионизации при разл. механизмах образования вакансии («дырки») в $1s^2$-оболочке. На рис. 6 показана структура линии железа, снятая в нач. (*а*) и конечной (*б*) стадиях солнечной вспышки. Основная (w) линия соответствует дипольно-разрешённому переходу в гелиеподобном ионе Fe XXV, др. линии (x, y, t и т. д.) — либо запрещённым переходам, либо переходам в более сложных ионах (Fe XXIV, Fe XXIII и т. д.). В конце вспышки полная интенсивность w-линии уменьшается (примерно в 6 раз)

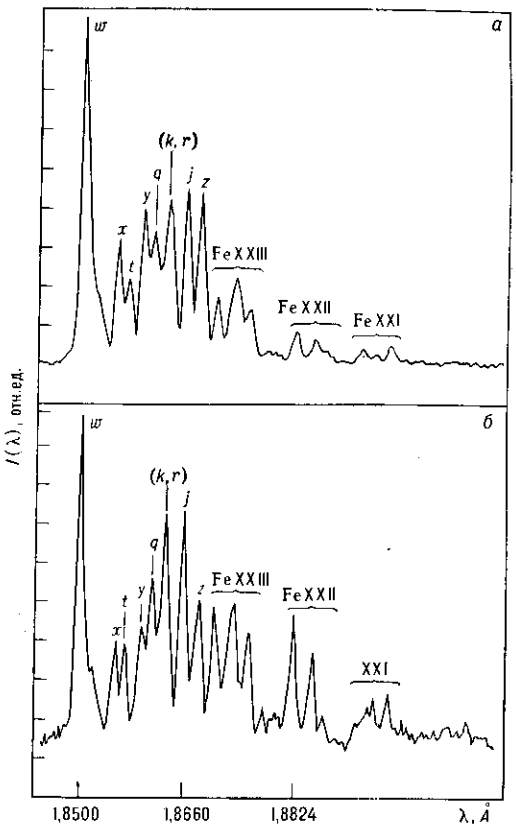


Рис. 6. Структура рентгеновской К-линии железа вблизи основного перехода $2p-1s$ в ионе FeXXV в начальной (*а*) и конечной (*б*) стадиях солнечной вспышки. Масштаб величины $I(\lambda)$ на рис. *а* и *б* различается примерно в 6 раз.

и возрастает доля ионов низкой кратности ионизации. Наблюдения таких спектров в астрофиз. и лабораторной плазме позволяют определить темп-ры T_e и T_i и распределение ионов по кратностям ионизации.

Наличие в плазме коллективных колебаний сказывается также и на спектрах ЛИ, в к-рых, напр., могут появляться многочисленные максимумы и минимумы интенсивности на частотах, кратных ω_{pe}.

Лит.: Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П., Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, 2 изд., М., 1966; Грим Г., Спектроскопия плазмы, пер. с англ., М., 1969; Бекефи Дж., Радиационные процессы в плазме, пер. с англ., М., 1971; Вайнштейн Л. А., Собельман И. И., Юков Е. А., Возбуждение атомов и уширение спектральных линий, М., 1979; Биберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т., Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы, М., 1982; Вопросы теории плазмы, под ред. М. А. Леонтовича и Б. Б. Кадомцева, в. 12—13, М., 1982—84; Гервидс В. И., Коган В. И., Лисица В. С., Многозарядные ионы и излучение плазмы, в сб.: Химия плазмы, под ред. Б. М. Смирнова, в. 10, М., 1983.

В. И. Коган, В. С. Лисица.

ИЗЛУЧЕ́НИЕ РАВНОВЕ́СНОЕ — эл.-магн. *излучение*, находящееся в термодинамич. равновесии при определённой темп-ре T с веществом, испускающим и поглощающим это излучение. И. р. часто наз. излучением *абсолютно чёрного тела* (чёрным излучением). С микроскопич. точки зрения равновесие для излучения осуществляется в результате компенсации прямых и обратных элементарных процессов каждого рода, согласно детального равновесия принципу, и является полным (см. *Тепловое излучение*). И. р. изот-

ропно и равномерно заполняет пек-рый объём, напр. полость, стенки к-рой нагреты до темп-ры T (поэтому для И. р. применяют также термин «излучение в полости»), или объём, содержащий разреженное вещество (газ, плазму) при темп-ре T, в условиях, когда пробег излучения в веществе (см. *Поглощение света*) много меньше размеров этого объёма.

Основные (отнесённые к единице объёма) характеристики И. р. при данной темп-ре T, не зависящие от природы вещества, испускающего и поглощающего это излучение,— полная (интегральная) плотность энергии u_T и спектральная плотность энергии $u_{\nu,T}$ или $u_{\lambda,T}=(c/\lambda^2)u_{\nu,T}$, рассчитанная на единицу интервала частот ν или длин волн λ соответственно. Связь между данными величинами определяется соотношением:

$$u_T=\int_0^\infty u_{\nu,T}\,d\nu=\int_0^\infty u_{\lambda,T}\,d\lambda. \qquad (1)$$

Ф-ция $u_{\nu,T}$ (ф-ция распределения энергии И. р. по частотам) определяется *Планка законом излучения*, имеющим вид

$$u_{\nu,T}=\frac{8\pi h\nu^3}{c^3}\,\frac{1}{e^{h\nu/kT}} \qquad (2)$$

и удовлетворяющим общему *Вина закону смещения*. Закон (2), впервые полученный М. Планком (M. Planck) в 1900, имеет квантовую природу и представляет собой *Бозе — Эйнштейна распределение* для фотонов.

Интегрирование ф-ции Планка (2), согласно (1), даёт *Стефана — Больцмана закон излучения* $u_T=aT^4$ для полной плотности И. р. в объёме, причём постоянная $a=8\pi^5k^4/15h^3c^3$.

В предельном чисто квантовом случае, когда $h\nu\gg kT$ (энергия фотона много больше ср. тепловой энергии частиц вещества), закон (2) переходит в *Вина закон излучения*: $u_{\nu,T}=(8\pi h^3/c^3)e^{-h\nu/kT}$, а в предельном чисто классич. случае $h\nu\ll kT$ — в *Рэлея — Джинса закон излучения*: $u_{\nu,T}=8\pi\nu^2kT/c^3$.

Закон (2) определяет объёмную плотность энергии И. р., экспериментально же измеряют потоки энергии излучения. Т. к. И. р. изотропно, поток энергии, проходящий за единицу времени через единичную площадку (в любом месте объёма, равномерно заполненного И. р.) в направлении нормали к ней в телесном угле $d\Omega$, равен $cu_{\nu,T}d\Omega/4\pi=I_{\nu,T}d\Omega$, где $I_{\nu,T}=cu_{\nu,T}/4\pi$ — интенсивность И. р. (поток энергии И. р., рассчитанный на единицу телесного угла). В направлении под углом ϑ к нормали поток энергии равен $I_{\nu,T}\cos\vartheta\,d\Omega$ (где $d\Omega=\sin\vartheta\,d\vartheta\,d\varphi$, φ — азимут). Поток энергии за единицу времени через единичную площадку во всех направлениях в пределах телесного угла 2π (т. е. в одну сторону) получается интегрированием по ϑ от 0 до $\pi/2$ и по φ от 0 до 2π, что даёт $\pi I_{\nu,T}=cu_{\nu,T}/4$. Такая же энергия испускается абсолютно чёрным телом с единицы его поверхности за единицу времени и определяет его спектральную испускательную способность (во всех направлениях, т. е. в телесном угле 2π) $\varepsilon^{(0)}_{\nu,T}=\pi B^{(0)}_{\nu,T}$, где $B^{(0)}_{\nu,T}=I_{\nu,T}=cu_{\nu,T}/4$ — энергетическая *яркость* этой поверхности (испускательная способность в определённом направлении), рассчитанная, как и интенсивность $I_{\nu,T}$, на единицу телесного угла. Согласно (2), получаем закон излучения Планка для спектральной испускательной способности

$$\varepsilon^{(0)}_{\nu,T}=\pi B^{(0)}_{\nu,T}=\frac{c}{4}\,u_{\nu,T}=\frac{2\pi h\nu^3}{c^3}\cdot\frac{1}{e^{h\nu/kT}-1} \qquad (3)$$

и соответственно закон излучения Стефана — Больцмана для полной испускательной способности абсолютно чёрного тела:

$$\varepsilon^{(0)}_T=\int_0^\infty\varepsilon^0_{\nu,T}\,d\nu=\sigma T^4, \qquad (4)$$

где $\sigma=\text{const}=2\pi^5k^4/15h^3c^2$.

Спектральная испускательная способность нечёрного тела $\varepsilon_{\nu,T}$, поглощательная способность к-рого $a_{\nu,T}=a_{\lambda,T}$ зависит от ν (или λ), меньше спектральной испускательной способности абсолютно чёрного тела и, согласно *Кирхгофа закону излучения*, равна $\varepsilon_{\nu,T}=a_{\nu,T}\varepsilon^{(0)}_{\nu,T}$. Соответственно полная испускательная способность нечёрного тела $\varepsilon_T=\int_0^\infty\varepsilon_{\nu,T}d\nu=\int_0^\infty a_{\nu,T}\varepsilon^{(0)}_{\nu,T}d\nu$.

В случае *серого тела*, поглощательная способность a_T к-рого не зависит от частоты в определённых интервалах ν и имеет постоянное значение, меньшее 1, $\varepsilon_T=a_T\varepsilon^0_T$.

В квантовой теории удобно применять величины $u^{(0)}_{\nu,T}$, $\varepsilon^{(0)}_{\nu,T}$ и $B^{(0)}_{\nu,T}$. При эксперим. исследованиях (в частности, в *пирометрии оптической*) обычно пользуются соответствующими величинами в шкале длин волн $u_{\lambda,T}$, $\varepsilon_{\lambda,T}$ и $B_{\lambda,T}$.

Лит.: Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976; Ельяшевич М. А., Атомная и молекулярная спектроскопия, М., 1962; Соболев В. В., Курс теоретической астрофизики, 3 изд., М., 1985; Сивухин Д. В., Общий курс физики, 2 изд., [т. 4] — Оптика, М., 1985; Хунд Ф., История квантовой теории, пер. с нем., К., 1980; Шёпф Х.-Г., От Кирхгофа до Планка, пер. с нем., М., 1981.

М. А. Ельяшевич.

ИЗЛУЧЕ́НИЕ ЧАСТИЦ В УСКОРИТЕЛЯХ — излучение эл.-магн. волн заряж. частицами в ускорителях. В *линейных ускорителях* излучение, связанное с ускорением частиц, незначительно, т. к. при прямолинейном движении ускорение частиц невелико. В циклич. ускорителях из-за искривления траектории магн. полем ускорение частиц (центростремительное) остаётся конечным даже при постоянстве величины скорости в релятивистской области и вызванное им эл.-магн. излучение (*синхротронное излучение*) может существенно сказаться на динамике частиц. Для релятивистских частиц синхротронное излучение обладает характерными особенностями: 1) сильной угл. направленностью излучения — оно сосредоточено в основном в узком конусе с углом раствора порядка $\gamma=\mathcal{E}/m_0c^2$ ($\mathcal{E}$ — полная энергия частицы, m_0 — её масса покоя); 2) наличием интенсивных высш. гармоник — макс. интенсивность приходится на гармонику с частотой в γ^3 раз больше частоты обращения частицы; 3) сильной зависимостью излучения от энергии частицы — мощность излучения P пропорц. квадрату энергии при фиксированном магн. поле и четвёртой степени энергии при фиксированном радиусе кривизны орбиты R:

$$P=\frac{2}{3}\frac{e^4B^2}{m_0^2c^3}\left(\frac{\mathcal{E}}{m_0c^2}\right)^2=\frac{2}{3}\frac{ce^2}{R^2}\left(\frac{\mathcal{E}}{m_0c^2}\right)^4 \qquad (1)$$

(B — магн. индукция, e — заряд частицы). Из (1) видно, что при данной энергии частицы мощность излучения обратно пропорциональна четвёртой степени массы покоя частицы, поэтому синхротронное излучение практически несущественно в совр. ускорителях для тяжёлых частиц (ионов, протонов) и играет определяющую роль в электронных ускорителях на большие энергии. Соотношение (1) ставит предел техн. возможностям циклич. электронных ускорителей, требуя больших ускоряющих полей для компенсации потерь на излучение: для достижения энергии $\mathcal{E}_m$ необходимо выполнение условия

$$eE_{\text{макс}}>\frac{2}{3}\frac{e^2}{R^2}\left(\frac{\mathcal{E}_m}{m_0c^2}\right)^4, \qquad (2)$$

где $E_{\text{макс}}$ — макс. технически достижимое ср. значение ускоряющего электрич. поля.

Излучение существенно сказывается на динамике электронов в ускорителях. Благодаря узкой направленности излучения на электрон действует сила отдачи $F_{\text{рад}}=P/c$, направленная противоположно скорости v (рис.; z — направление вертик. колебаний орбиты).

Её составляющая $F_{\parallel}$ вдоль ср. траектории частицы вызывает уменьшение энергии продольного движения, к-рое в ускорителе или накопителе компенсируется дополнит. набором энергии от ускоряющей системы (равновесная фаза частицы смещается выше к максимуму напряжения). Составляющая $F_{\perp}$, направленная противоположно скорости поперечных (бетатронных) колебаний, играет роль силы трения и вызывает затухание поперечных колебаний (т. н. радиац. затухание). Такой простой механизм имеет место для вертик. колебаний. Для радиальных бетатронных колебаний картина осложняется взаимодействием с синхротронными азимутально-радиальными колебаниями, в результате к-рого вносимое радиальной силой отдачи радиац. затухание распределяется между радиальными бетатронными колебаниями и синхротронными колебаниями. При этом в зависимости от параметров магн. системы может даже происходить радиац. раскачка бетатронных или синхротронных колебаний. Чтобы избежать этого, вводят дополнит. связь между колебаниями, перераспределяющую декременты затухания.



Благодаря радиац. затуханию, приводящему к сильному сжатию частиц пучка к равновесной орбите, удаётся в накопителях электронов и позитронов накапливать значит. заряд в узкой области вокруг орбиты. Предел сжатию орбит накладывается раскачкой колебаний, обусловленной квантовым характером излучения: потеря энергии электрона на излучение происходит отд. квантами, в случайные моменты времени и в случайном направлении, что эквивалентно нек-рой «шумовой раскачке» колебат. системы случайными силами. Взаимодействием этих противоборствующих тенденций — радиац. затухания и квантовой раскачки — и определяется стационарное значение амплитуд колебаний частиц в пучке.

Синхротронное излучение имеет само по себе большое прикладное значение. Расширяется применение синхротронов в качестве генераторов синхротронного излучения, обладающих рядом преимуществ перед др. существующими источниками (высокая интенсивность, коллимированность, поляризация, лёгкость управления и т. д.).

Лит.: Коломенский А. А., Физические основы методов ускорения заряженных частиц, М., 1980; Лебедев А. Н., Шальнов А. В., Основы физики и техники ускорителей, ч. 1 — Ускорители заряженных частиц, М., 1981.

Э. Л. Бурштейн.

ИЗМЕРЕ́НИЕ — эксперим. определение значения измеряемой величины с применением средств измерений. К средствам измерений относятся меры, компараторы, измерительные показывающие и регистрирующие приборы, измерит. преобразователи, измерит. системы, измерительно-вычислит. комплексы. Конечный продукт И.— его результат — выражается числом или совокупностью чисел, именованных или неименованных в зависимости от того, размерной или безразмерной является измеряемая величина. Результат И. может быть выражен в любой системе счисления и записан при помощи кода на любом носителе.

Измеряемая величина (свойство объекта материального мира или параметр объекта) существует в сфере материального, где количеств. содержание свойства или параметра объекта отражается понятием «размера». Результат И.— число — существует в сфере абстрактного, в матем. сфере, т. е. И. есть процесс отражения «размера» измеряемой величины на числовую ось. И. служит осн. инструментом познания материального мира, т. к. обеспечивает возможность сравнения результатов теоретич. исследований объектов с результатами эксперим. исследований.

Важнейшая особенность И.— принципиальная невозможность получения результатов И., в точности равных истинному значению измеряемой величины,— является следствием невозможности абс. познания мира. Невозможность полного достижения цели И. приводит к необходимости оценивать степень близости результата И. к истинному значению измеряемой величины, т. е. оценивать погрешность измерения. При подготовке к И. методику и средства И. выбирают так, чтобы погрешность была достаточно мала для решения конкретной задачи И. Проблемы оценки погрешностей И. являются предметом метрологии.

И. классифицируют по общим признакам на прямые и косвенные, статич. и динамич., по виду измеряемой величины — на И. механич., электрич., тепловых и др. величин. Классификация по общим признакам существенна для выбора способов обработки результатов И. и определения погрешности И. Вид измеряемой величины определяет конкретную методику и средства И.

Статическими считают такие И., при к-рых зависимость погрешности И. от скорости изменения измеряемой величины пренебрежимо мала и её можно не учитывать. Если эта зависимость существенна, то И. относят к динамическим. Результат прямых И. находят непосредственно из опыта, косвенных — путём расчёта по известной зависимости измеряемой величины от величин, находимых прямыми И. Однако часто при совр. И., когда измеряемой величиной является, напр., к.-л. функционал (ср. квадратическое значение напряжения и др.), при определении результата И. по опытным данным используют вычисления функционала как известной зависимости от ф-ции, оценки значения к-рой при разных значениях аргумента определяются прямыми измерениями. При этом, как и при косвенных И., необходимо учитывать корреляц. связь между значениями ф-ции при разных значениях её аргумента, а также между погрешностями прямых измерений ф-ции.

В том случае, когда зависимость измеряемой величины от др. величин учтена уже в номинальной ф-ции преобразования средства И. (напр., в ваттметре; на его вход подаются ток и напряжение, а измеряет он электрич. мощность), нет необходимости учитывать отдельно корреляцию между значениями величин, подвергаемых прямым И., и между погрешностями прямых И. Такие И. не относят к косвенным.

Классификация И. по общим признакам используется лишь в тех случаях, когда это помогает уменьшить погрешности.

В совр. измерит. технике часто применяют измерит. системы и измерительно-вычислит. комплексы, способные не только одновременно и быстро измерять большое число величин, но и оценивать и корректировать погрешности. Данные, необходимые для оценки погрешности И., должны содержаться в документации на соответствующее средство И.

Осн. компоненты процесса И.: восприятие информации о «размере» измеряемой величины непосредственно от объекта И. с помощью средства И.; преобразование полученной информации в форму, удобную для передачи на расстояние и (или) для регистрации на определённом носителе; запись информации при помощи кода (числа) на данном носителе. Может быть использована только часть этого процесса, без преобразования информации в код или число; например, управляющий сигнал в системах управления формируется на основании информации, содержащейся в нек-ром промежуточном продукте И.— аналоговом «измерительном» сигнале, полученном преобразованием входного сигнала средства И. Соответствующая часть И. называется измерительным преобразованием, которое, строго говоря, не может считаться И., но характеризуется теми же особенностями, что и И. (за исключением конечного продукта — числа). По-

грешность измерит. преобразования имеет такое же важное значение, что и погрешность И., и оценивается теми же методами.

Лит.: Маликов М. Ф., Основы метрологии, ч. 1, М., 1949; Тиходеев П. М., Очерки об исходных (метрологических) измерениях, М.— Л., 1954; Бурдун Г. Д., Марков Б. Н., Основы метрологии, 3 изд., М., 1985; Розенберг В. Я., Введение в теорию точности измерительных систем, М., 1975; Земельман М. А., Миф Н. П., Планирование технических измерений и оценка их погрешностей, М., 1978; Земельман М. А., О понятии «измерение» и его обобщениях, «Измерительная техника», 1985, № 2.

М. А. Земельман.

ИЗОБА́РНЫЙ ПРОЦЕ́СС (изобарический процесс) (от греч. ísos — равный и bâros — тяжесть) — термодинамич. процесс, происходящий в системе при пост. внеш. давлении; на термодинамич. диаграмме изображается изобарой.

Пример И. п.— расширение газа в цилиндре со свободно ходящим нагруженным поршнем. Если И. п. происходит настолько медленно, что давление в системе можно считать пост. и равным внеш. давлению, а темп-ра меняется так медленно, что в каждый момент времени сохраняется термодинамич. равновесие, то И. п. обратим. Для осуществления И. п. к системе надо подводить (или отводить) теплоту δQ, к-рая расходуется на работу расширения PdV и изменение внутр. энергии dU, т. е. $\delta Q=PdV+dU=TdS$, dS — изменение энтропии, T — абс. температура. Для идеального газа при И. п. объём пропорционален темп-ре *(Гей-Люссака закон)*, в реальных газах часть теплоты расходуется на изменение ср. энергии взаимодействия частиц. Работа, совершаемая при И. п., равна произведению внеш. давления на изменение объёма, а для обратимых И. п. внеш. давление равно внутр. Изменение энтропии при обратимом И. п. равно $S_2-S_1=\int_{T_1}^{T_2}(C_P/T)dT$, где C_P — теплоёмкость при пост. давлении.

Лит. см. при ст. *Термодинамика.* *Д. Н. Зубарев.*

ИЗОБА́РЫ — ядра с одинаковым числом нуклонов (массовым числом A), но отличающиеся числом протонов Z и нейтронов N ($A=Z+N$). И. с различным Z соответствуют разл. хим. элементы (напр., ^{40}Ar — ^{40}Ca). И. образуются при *бета-распаде* ядер (^{226}Ra$\rightarrow$ $\rightarrow{}^{226}$Ac$+e^-+\tilde{\nu}_e$, ^{226}Ac$\rightarrow{}^{226}$Th$+e^-+\tilde{\nu}_e$ и т. п.) и некрых др. ядерных реакциях.

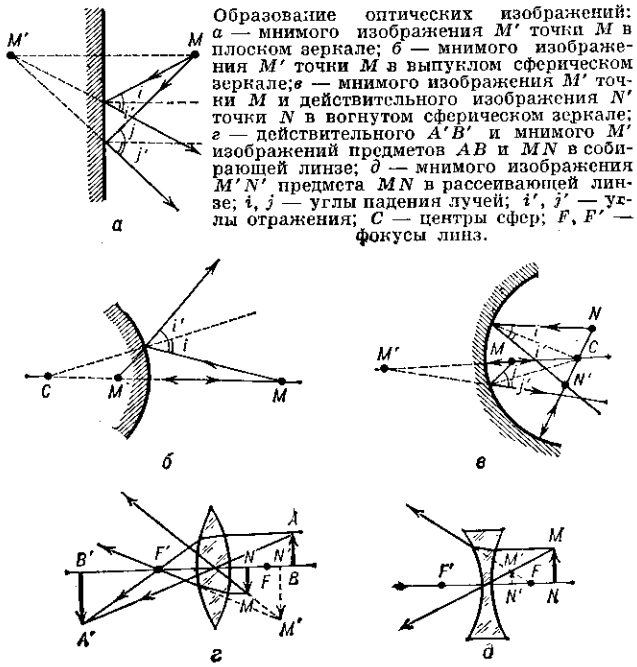
ИЗОБРАЖЕ́НИЕ ОПТИ́ЧЕСКОЕ — картина, получаемая в результате прохождения через *оптическую систему* лучей, распространяющихся от объекта, и воспроизводящая его контуры и детали. При практич. использовании И. о. часто меняют масштаб изображения предметов при проецировании на к.-л. поверхность (киноэкран, фотоплёнку, фотокатод и т. п.). Основой зрит. восприятия предмета является его И. о., спроецированное на сетчатку глаза.

Макс. соответствие изображения объекту достигается, когда каждая его точка изображается точкой. Иными словами, после всех преломлений и отражений в оптич. системе лучи, испущенные светящейся точкой, должны пересечься в одной точке. Однако это возможно не при любом расположении объекта относительно системы. Напр., системы, обладающие осью симметрии (*оптической осью*), дают точечные И. о. лишь тех точек, к-рые находятся на небольшом удалении от оси, вт. н. параксиальной области. Применение законов *геометрической оптики* позволяет определить положение И. о. любой точки из параксиальной области; для этого достаточно знать, где расположены *кардинальные точки оптической системы.*

Совокупность точек, И. о. к-рых можно получить с помощью оптич. системы, образует пространство объектов, а совокупность точечных изображений этих точек — пространство изображений.

И. о. разделяют на действительные и мнимые. Первые создаются сходящимися пучками лучей в точках их пересечения. Поместив в плоскости пересечения лучей экран или фотоплёнку, можно наблюдать на них действительное И. о. В др. случаях лучи, выходящие из оптич. системы, расходятся, но если их мысленно продолжить в противоположную сторону, они пересекутся в одной точке. Эту точку наз. мнимым изображением точки-объекта; т. к. она не соответствует пересечению реальных лучей, то мнимое И. о. невозможно получить на экране или зафиксировать на фотоплёнке. Однако мнимое И. о. способно играть роль объекта по отношению к др. оптич. системе (напр., глазу или собирающей линзе), к-рая преобразует его в действительное. Оптич. объект представляет собой совокупность светящихся собственным или отражённым светом точек. Зная, как оптич. система изображает каждую точку, легко графически построить и изображение объекта в целом.

И. о. действительных объектов в плоских зеркалах — всегда мнимые (рис., *а*); в вогнутых зеркалах и собирающих линзах они могут быть как действительными,



Образование оптических изображений: *а* — мнимого изображения M' точки M в плоском зеркале; *б* — мнимого изображения M' точки M в выпуклом сферическом зеркале; *в* — мнимого изображения M' точки M и действительного изображения N' точки N в вогнутом сферическом зеркале; *г* — действительного $A'B'$ и мнимого M' изображений предметов AB и MN в собирающей линзе; *д* — мнимого изображения $M'N'$ предмета MN в рассеивающей линзе; i, j — углы падения лучей; i', j' — углы отражения; C — центры сфер; F, F' — фокусы линз.

так и мнимыми, в зависимости от положения объектов относительно фокуса зеркала или линзы (рис., *в*, *г*). Выпуклые зеркала и рассеивающие линзы дают только мнимые И. о. действительных объектов (рис., *б*, *д*). Положение и размеры И. о. зависят от характеристик оптич. системы и расстояния между нею и объектом (см. *Увеличение оптическое*). Лишь в случае плоского зеркала И. о. по величине всегда равно объекту.

Если точка-объект находится не в параксиальной области, то исходящие из неё и прошедшие через оптич. систему лучи не собираются в одну точку, а пересекают плоскость изображения в разных точках, образуя аберрационное пятно (см. *Аберрации оптических систем*); размеры этого пятна зависят от положения точки-объекта и конструкции системы. Безаберрационными (идеальными) оптич. системами, дающими точечное изображение точки, являются только плоские зеркала. При конструировании оптич. систем аберрации исправляют, т. е. добиваются того, чтобы аберрац. пятна рассеяния не ухудшали в заметной степени картины изображения; однако полное уничтожение аберраций невозможно.

Сказанное выше строго справедливо лишь в рамках геом. оптики (не учитывающей волновых явлений, напр. дифракции света), к-рая является хотя и доста-

точно удовлетворительным во мн. случаях, но все-таки лишь приближённым способом описания явлений, происходящих в оптич. системах. Более детальное рассмотрение микроструктуры И. о., принимающее во внимание волновую природу света, показывает, что изображение точки даже в идеальной (безаберрац.) системе представляет собой не точку, а сложную дифракц. картину (подробнее см. в ст. *Разрешающая способность* оптич. приборов).

Для оценки качества И. о., получившей большое значение в связи с развитием фотогр., телевиз. и пр. методов, существенно распределение плотности световой энергии в изображении. С этой целью используют особую характеристику — контраст $K=(E_{макс}-E_{мин})\times\times(E_{макс}+E_{мин})^{-1}$, где $E_{мин}$ и $E_{макс}$ — наименьшее и наибольшее значение освещённости в И. о. стандартного тест-объекта; за такой объект обычно принимают решётку, яркость к-рой меняется по синусоидальному закону с частотой R (число периодов решётки на 1 мм). Контраст K зависит от R и направления штрихов решётки. Ф-ция K (R) наз. *частотно-контрастной характеристикой*. Чем меньше K при заданной R, тем хуже качество И. о. в данной системе.

Лит.: Тудоровский А. И., Теория оптических приборов, 2 изд., т. 1, М.— Л., 1948; Слюсарев Г. Г., Методы расчета оптических систем, 2 изд., Л., 1969, гл. 10; Марешаль А., Франсон М., Структура оптического изображения, пер. с франц., М., 1964. *Г. Г. Слюсарев.*

ИЗОБРАЖЁНИЙ МЕТОД — один из методов решения краевых задач матем. физики (для *Гельмгольца уравнения*, *Пуассона уравнения*, *волнового уравнения* и др.), заключающийся в сведении исходной задачи отыскания поля заданных (сторонних) источников в присутствии граничных поверхностей к расчёту поля тех же и нек-рых добавочных (фиктивных) источников в безграничной среде. Последние помещаются вне области отыскания поля исходной задачи и наз. источниками-изображениями. Их величина и положение определяются формой граничных поверхностей и видом граничных условий.

К классу задач, разрешимых с помощью И. м., относят обычно те, в к-рых каждому заданному точечному источнику удаётся сопоставить конечную систему (иногда бесконечный дискретный ряд) однотипных точечных источников-изображений. Существует достаточно простой способ «конструирования» задач этого класса с заранее известным ответом. Он состоит в решении обратной задачи отыскания поверхности, на к-рой выполняется требуемое граничное условие для поля нек-рой произвольно заданной системы точечных источников (разграничиваемых искомой поверхностью на сторонние и фиктивные). Однако ценность большинства построенных таким способом решений оказывается весьма ограниченной из-за осуществляемой в них жёсткой фиксации положения сторонних источников по отношению к граничной поверхности. Лишь в немногих случаях, отвечающих нек-рым простейшим формам границы и типам граничных условий, решение может быть построено при произвольном расположении сторонних источников, а следовательно, на основании принципа суперпозиции, и для любого вида их пространственного распределения. Наиб. известные из таких случаев описаны ниже применительно к полям и источникам разл. типов.

В электростатике, где И. м. получил наиб. развитие, простейшим примером его использования является определение поля точечного заряда q, расположенного над бесконечной плоской границей проводника с потенциалом $\varphi=0$. Искомое поле (в том полупространстве, где расположен заряд) тождественно полю, создаваемому в безграничной среде двумя точечными зарядами: данным зарядом q и его (взятым с обратным знаком) зеркальным (относительно границы) изображением $q'=-q$.

Если поверхность проводника представляет собой сферу S радиуса a, а заряд q лежит в точке P на расстоянии OP от её центра O, то как внутр. задача ($OP<a$), так и внеш. задача для заземлённого шара ($OP>a$, $\varphi(S)=0$) решаются с помощью единственного заряда-изображения q', помещаемого в точку P', лежащую на одной радиальной прямой с P по др. сторону от границы S. Величина заряда q' и его расстояние до центра OP' даются соотношениями: $q'=-qa/OP$, $OP'=a^2/OP$, т. е. P и P' связаны преобразованием инверсии относительно сферы S. Система изображений для незаряж. изолированного шара состоит из заряда q' в инверсной точке P' и заряда $q''=-q'$ в центре O. Подобный вид имеет решение аналогичной двумерной задачи (заряж. нить, параллельная оси проводящего цилиндра). Отличие от сферы состоит в том, что абс. величины заданного и фиктивного линейных зарядов одинаковы. В ряде случаев оказывается возможным построить систему изображений для проводящих поверхностей, представляющих собой комбинацию рассмотренных простейших форм. Сюда относятся, в частности, двугранный угол величины π/m (где m — целое число), две параллельные плоскости (порождающие бесконечный ряд зарядов-изображений), плоскость с полусферич. выступом и т. д.

Известны две задачи, в к-рых И. м. позволяет найти поле зарядов, расположенных около границы диэлектрика. Первая задача — о поле точечного заряда q, лежащего в точке P над плоскостью S, разделяющей две среды (1 и 2) с разл. диэлектрич. проницаемостями ε_1 и ε_2. Поле в той среде, где находится заряд (пусть для определённости это будет среда 1), ищется как суперпозиция полей двух зарядов q и q' в однородном диэлектрике с $\varepsilon=\varepsilon_1$; заряд q' лежит в точке P', представляющей собой зеркальное изображение точки P относительно границы S. Поле в среде 2 ищется как поле заряда q'' в однородном диэлектрике с $\varepsilon=\varepsilon_2$; заряд q'' лежит в той же точке P, что и заданный заряд q. Граничные условия на S для потенциала φ и его нормальной производной $\partial\varphi/\partial n$

$$\varphi_1=\varphi_2,\quad \varepsilon_1\frac{\partial\varphi_1}{\partial n}=\varepsilon_2\frac{\partial\varphi_2}{\partial n} \qquad (1)$$

будут выполнены, если

$$q'=q\,\frac{\varepsilon_1-\varepsilon_2}{\varepsilon_1+\varepsilon_2},\qquad q''=q\,\frac{2\varepsilon_2}{\varepsilon_1+\varepsilon_2}. \qquad (2)$$

Аналогичным образом строится решение второй задачи, заключающейся в расчёте поля двумерной системы, образованной заряж. нитью и диэлектрич. цилиндром.

На основании известных аналогий получаемые с помощью И. м. решения при сопоставимых граничных условиях могут быть перенесены из электростатики в др. области: токовую статику, магнитостатику, гидродинамику. В частности, заменяя в (2) диэлектрич. проницаемости на магнитные, получаем закон изображения магн. полюсов в плоской границе магнетика, легко обобщаемый затем на «магн. листки» и эквивалентные им токи. При $\varepsilon_2=0$ ($\partial\varphi_1/\partial n=0$) ф-лы (2) дают решение родственной группы разл. физ. задач о потенц. обтекании границы (в данном случае плоской) непроницаемого препятствия, роль к-рого в магнитостатике играет сверхпроводник, в токовой статике — изолятор, в гидродинамике — твёрдое тело. С помощью конечной системы изображений могут быть построены также решения аналогичных задач обтекания для тел более сложной формы (сфера, нек-рые овалоиды), внесённых в однородный на бесконечности поток.

Для перем. полей, описываемых волновым ур-нием (в электродинамике, акустике и т. д.), И. м. позволяет получить точное решение задачи лишь в случае плоской границы, на к-рой проекция поля или потенциалы удовлетворяют граничным условиям простейшего вида ($\varphi=0$ или $\partial\varphi/\partial n=0$). В частности, легко решается задача о поле перем. электрич. диполя над идеально проводящей плоскостью. Искомое поле создаётся данным диполем [с моментом $\boldsymbol{p}(t)$] и его зеркальным изображением [с

моментом $p'(t)$] в плоскости. Касательная (τ) и нормальная (n) к плоскости компоненты векторов p и p' связаны соотношениями: $p'_\tau = -p_\tau$, $p'_n = p_n$.

При достаточно малой длине волны в рамках *геометрической оптики метода* и нек-рых уточняющих его коротковолновых приближений И. м. применим для широкого класса границ и граничных условий и сводится к построению картины лучей и геометро-оптич. изображений.

Лит.: Кочин Н. Е., Кибель И. А., Розе Н. В., Теоретическая гидромеханика, ч. 1, 6 изд., М., 1963; Гринберг Г. А., Избранные вопросы математической теории электрических и магнитных явлений, М.—Л., 1948; Смайт В., Электростатика и электродинамика, [пер. с англ.], М., 1954; Бреховских Л. М., Волны в слоистых средах, 2 изд., М., 1973; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Пановский В., Филипс М., Классическая электродинамика, пер. с англ., М., 1963.

В. Б. Гильденбург.

ИЗОЛИ́РОВАННАЯ СИСТЕ́МА (замкнутая система) — термодинамич. система, находящаяся в состоянии адиабатич. изоляции от окружающей среды, что достигается заключением системы в адиабатич. оболочку (напр., сосуд Дьюара), к-рая исключает обмен системы теплотой и веществом с окружающей средой (тепловая и материальная изоляция). Поэтому И. с. не может поглощать или отдавать теплоту, изменение её внутр. энергии равно производимой работе. Изменение темп-ры окружающей среды не влияет на состояние И. с. Состояние И. с. можно изменить только изменением внеш. параметров, напр. объёма, что иногда рассматривают как определение И. с. Всякий процесс в И. с. наз. *адиабатическим процессом*. В отличие от *открытой системы*, в И. с. всегда устанавливается состояние термодинамич. равновесия.

Д. Н. Зубарев.

ИЗОЛЮ́КС — линия равной освещённости, выраженной в *люксах*.

ИЗОМЕ́РИЯ МОЛЕ́КУЛ (от греч. ísos — равный и méros — доля, часть) — существование молекул, обладающих одинаковой молекулярной массой и составом, но различающихся строением или расположением атомов в пространстве. Соответствующие молекулы наз. изомерами. И. м. может быть разбита на два класса: структурную и конформационную. Структурными изомерами наз. соединения, характеризующиеся разными структурными ф-лами при одинаковой брутто-формуле; конформац. изомеры (конформеры) различаются пространств. формами одной и той же молекулы.

И. м. была открыта в 1823 Ю. Либихом (J. Liebig), обнаружившим, что серебряная соль гремучей кислоты (Ag—O=N=C) и изоцианат серебра (Ag—N=C=O), имеющие брутто-формулу AgCON, обладают разными физ. и хим. св-вами. Термин «изомерия» предложен в 1830 Й. Я. Берцелиусом (J. J. Berzelius).

Для подавляющего большинства структурных изомеров высота барьера ΔF^*, разделяющего равновесные состояния A и B (состояния, отвечающие минимумам свободной энергии F; рис. 1), весьма велика ($\sim 10^2$—10^3 кДж/моль), для конформац. изомеров она, как правило, мала ($\sim$1—10 кДж/моль). Константа k скорости перехода между состояниями A и B, равная



Рис. 1. Схематическое одномерное изображение участка многомерной поверхности свободной энергии изомеров A и B и перехода между ними; по оси абсцисс отложена «координата реакции» — линейная комбинация координат x_i, отвечающая движению «по дну оврага», соединяющего локальные минимумы энергии.

числу переходов в единицу времени, даётся ф-лой Эйринга:

$$k = (kT/h)\exp(-\Delta F^*/kT). \quad (1)$$

Для константы равновесия K, представляющей собой отношение равновесных концентраций A и B, справедливо выражение:

$$K = [A]/[B] = \exp[-(F_A - F_B)/kT], \quad (2)$$

где $F_A - F_B$ — разность свободных энергий состояний A и B. В выражениях (1) и (2) в свободную энергию входит энергетич. и энтропийный вклады ($F = \mathcal{E} - TS$, $\mathcal{E}$ — энергия, S — энтропия). Т. к. $T\Delta S$ обычно мало, поверхность свободной энергии нередко заменяют потенц. поверхностью.

Из ф-лы (1) следует, что если $\Delta F^* > 100$ кДж/моль, то при обычных условиях (при темп-рах порядка комнатной) переходы редки и изомеры присутствуют в виде отдельных хим. соединений. Если же $\Delta F^* < 85$—100 кДж/моль, то переходы возникают часто и изомеры неразделимы. Ф-ла (2) характеризует заселённость изомеров. Из неё, в частности, вытекает, что при $F_A - F_B > 10$ кДж/моль заселённость изомера B становится меньше 0,1% (при темп-рах порядка комнатной) и этот изомер с помощью большинства физ. методов обнаружить не удаётся.

Потенц. поверхность многоатомной молекулы многомерна, однако условно её изображают, откладывая по оси абсцисс «координату реакции», как это показано на рис. 1. Максимум энергетич. кривой в многомерном случае представляет собой седловую точку. Если вычислить гессиан-матрицу $\partial^2\mathcal{E}/\partial x_i \partial x_j$ вторых производных энергии $\mathcal{E}$ по независимым координатам x_i, x_j, то в минимумах энергии все его собственные значения окажутся положительными, а в седловых точках все значения положительны, кроме одного. Путь реакции (путь изомеризации) имеет вид, представленный на рис. 1, только после преобразования координат, при к-ром в качестве «координаты реакции» выбирается координата, отвечающая отрицат. собств. значению гессиана. Заметим, что градиент-вектор с компонентами $\partial\mathcal{E}/\partial x_i$ равен нулю как в точках минимумов энергии, так и в седловых точках. Рассмотренное выше представление путей изомеризации (и др. хим. процессов) осуществляется с помощью *борновского приближения*, позволяющего рассматривать энергию молекулы как непрерывную ф-цию координат ядер.

Структурная изомерия. Среди структурных изомеров наиб. известны и хорошо изучены изомеры алканов C_nH_{2n+2} (рис. 2). Бутан (n=4) имеет два изомера — нормальный бутан (I) и изобутан (II); пентан имеет уже три изомера — нормальный пентан (III), изопентан (IV) и неопентан (V). Далее с увеличением n число изомеров начинает быстро расти и для n=20 оно составляет уже 366 319. Число структурных изомеров хим. соединений разл. классов можно рассчитать с

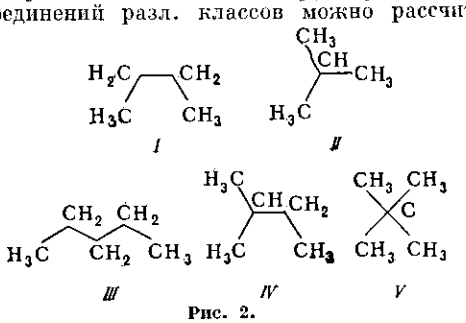


Рис. 2.

помощью методов, основанных на теории графов, на полиномах Пойа и пр.

Структурные изомеры могут переходить друг в друга в результате реакций перегруппировки. Если при этом оба изомера присутствуют в достаточно больших количествах (т. е. разность $F_A - F_B$ мала), то такие изомеры

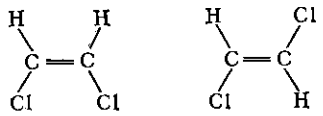
наз. таутомерами, а реакция их взаимопревращения — таутомеризацией.

Оптическая изомерия. Особый тип структурной И. м.— оптическая изомерия — возникает в случае, когда молекула содержит киральный центр, напр. тетраэдрич. атом углерода, заместители к-рого могут быть расположены двумя зеркально симметричными способами. Оптич. изомеры (энантиомеры) обладают абсолютно одинаковыми хим. и физ. свойствами, различие между ними проявляется только при их взаимодействии с киральными объектами. В частности, энантиомеры вращают плоскость поляризации света в противоположные стороны.

Абс. конфигурацию асимметрич. центров, взаимное расположение заместителей около них с учётом зеркальной симметрии обозначают буквами *D* и *L*, где *D* соответствует правой, а *L* — левой конфигурации. Биологически активны только *L*-аминокислоты, ибо именно они могут встраиваться в молекулы белков и гормонов и «правильно» взаимодействовать с другими макромолекулами и их агрегатами (с ДНК, РНК и пр.).

Если в молекуле имеются два асимметрич. центра, то могут возникать 4 конфигурации: *DD*, *DL*, *LD* и *LL*. Молекулы *DD* и *LL*, так же как *LD* и *DL*, энантиомерны между собой, т. е. являются оптич. изомерами. Но *DD* и *DL*, а также *LD* и *LL* являются по отношению друг к другу диастереомерами. В силу того, что центры, обладающие разной киральностью, по-разному взаимодействуют между собой, диастереомеры по существу разные соединения: у них различаются темпры плавления и кипения, дипольные моменты, термодинамич. устойчивость, растворимость и др. свойства.

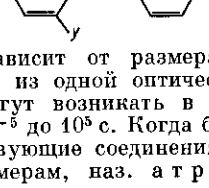
Конформационная изомерия. Конформац. И. м. обычно возникает при вращении к.-л. групп вокруг хим. связей (см. *Конформации молекулы*). Энергетич. барьеры, разделяющие конформеры, при нормальных темп-рах не превышают ~100 кДж/моль, а времена их жизни ~10^{-5}—10^{-13} с. Если же величина барьера существенно выше, то взаимопревращения невозможны (статистически крайне редки) и соответствующие изомеры называются уже не конформерами, а геом. изомерами. Геом. изомеры 1,2-дихлорэтилена



цис транс

в принципе можно было бы получить один из другого путём поворота вокруг связи C=C на 180°. Однако поскольку энергетич. барьер такого поворота имеет порядок ~250 кДж/моль, эти изомеры живут практически бесконечно долго, не превращаясь друг в друга. Формально геом. изомеры являются состояниями одного и того же соединения, однако фактически это разные вещества, обладающие разл. физ. свойствами. Так, жидкие цис- и транс-изомеры 1,2-дихлорэтилена кипят при темп-рах 60,1 и 48,4 °С соответственно.

Существуют изомеры, к-рые нельзя однозначно отнести к категории конформеров или геом. изомеров в силу того, что барьер, разделяющий состояния *A* и *B*, имеет «промежуточную» величину. Так, в замещённых дифенилах



барьер сильно зависит от размера заместителей *X*, *Y*, *Z*, а переходы из одной оптически активной формы в другую могут возникать в большом интервале частот — от 10^{-5} до 10^{5} с. Когда барьеры достаточно высоки, соответствующие соединения, родственные геометрическим изомерам, наз. атропоизомерами, а явление носит назв. атропоизомерии; при малых значениях барьера (высокой частоте переходов) состояния *A* и *B* соединений этого ряда становятся конформерами. Можно подобрать и такие заместители, при к-рых атропоизомеры превращаются в конформеры с повышением темп-ры.

И. м. доступна для изучения, когда $\Delta F > 100$ кДж/моль, т. е. когда изомеры разделяются, причём для измерения ΔF, а также для установления временны́х характеристик переходов между изомерами применяются методы ЯМР, флеш-фотолиза, поглощения УЗ, ЭПР, микроволнового поглощения. В 70—80-х гг. одним из осн. методов изучения изомеризации стал «машинный эксперимент», позволяющий с помощью квантово-хим. приближений, а также в рамках эмпирич. подходов (напр., модели атом-атомных потенц. ф-ций) построить поверхность потенц. энергии молекул (или хотя бы нек-рые её участки), локализовать на ней минимумы и седловые точки. При поиске седловых точек обычно минимизируют в её окрестности норму градиента $\sum_{i=1}^{n} (\partial\mathcal{E}/\partial x_i)^2$, где n — число переменных. Теоретич. расчёт такого рода даёт информацию не только об энергии в седловой точке, т. е. о высоте барьера изомеризации, но и о структуре переходного состояния.

Лит.: Потапов В. М., Стереохимия, М., 1976; Минкин В. И., Олехнович Л. П., Жданов Ю. А., Молекулярный дизайн таутомерных систем, Ростов н/Д., 1977; Сланина З., Теоретические аспекты явления изомерии в химии, пер. с чеш., М., 1984; Дашевский В. Г., Конформационный анализ макромолекул, М., 1987. *В. Г. Дашевский.*

ИЗОМЕРИЯ ЯДЕРНАЯ — существование у нек-рых ядер наряду с основным состоянием достаточно долгоживущих (метастабильных) возбуждённых состояний, наз. изомерными. Явление И. я. было открыто в 1921 О. Ганом (O. Hahn), к-рый обнаружил радиоакт. вещество, названное им ураном Z (UZ), имевшее тот же атомный номер Z и массовое число A, что и др. радиоакт. вещество UX_2, но отличалось от него периодом полураспада. Оба вещества являлись продуктами β-распада одного и того же элемента UX_1 ($^{234}_{90}$Th). В дальнейшем выяснилось, что UZ и UX_2 — основное и изомерное состояния ядра $^{234}_{91}$Pa (изомерное состояние обозначают индексом m, напр. $^{234m}_{91}$Pa). В 1935 И. В. Курчатов, Б. В. Курчатов, Л. В. Мысовский и Л. И. Русинов обнаружили, что при облучении нейтронами стабильного изотопа $^{79}_{35}$Br образуется радиоакт. изотоп $^{80}_{35}$Br, имеющий два периода полураспада, что соответствовало распадам из основного и изомерного состояний. Дальнейшие исследования выявили большое число изомерных состояний ядер с разл. периодами полураспада от $3 \cdot 10^6$ лет (^{210m}Bi) до неск. мкс и даже нс. Мн. ядра имеют по 2 изомера, а, напр., ^{160}Ho имеет 4 изомерных состояния.

Причиной И. я. является ослабление вероятности испускания γ-квантов из возбуждённого состояния (см. *Гамма-излучение*). Обычно это происходит, когда небольшая энергия перехода сочетается с большой разностью значений моментов кол-ва движения I (угл. моментов) нач. и конечного состояний. Чем выше мультипольность и чем меньше энергия $\hbar\omega$ перехода, тем меньше вероятность γ-перехода. В нек-рых случаях ослабление вероятности испускания γ-квантов объясняется более сложными структурными особенностями состояний ядра, между к-рыми происходит переход (разное строение ядра в изомерном и нижележащем состоянии).

На рис. 1 и 2 приведены фрагменты схем распада изомеров $^{234m}_{91}$Pa и $^{80m}_{35}$Br. В случае протактиния причина И. я.— малая энергия и высокая мультипольность *E*3 γ-перехода. Он столь затруднён, что в подавляющем числе случаев изомер испытывает β-распад (см. *Бета-распад* ядер). Для нек-рых изомеров изомерный переход часто становится вообще ненаблюдаемым. В случае

$^{80m}_{35}$Br И. я. обязана γ-переходу мультипольности $M3$. Ядро из изомерного состояния ($I^\pi=5^-$) переходит в более низкое по энергии состояние (2^-), к-рое за небольшое время переходит в осн. состояние ядра $^{80}_{35}$Br. В случае ядра ^{242}Am (рис. 3) И. я. связана с γ-переходом мультипольности $E4$. Изомерное состояние в

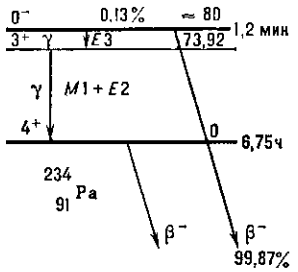


Рис. 1. Схема распада изомера $^{234m}_{91}$Pa. Основное (0) и изомерное состояния выделены жирными линиями; слева указаны значения спинов и чётностей (I^π), правее — мультипольность, энергии уровней (в кэВ) и периоды полураспада; в % даны вероятности различных каналов распада ядра из изомерного состояния.

основном распадается через γ-переход, но в 5 из 1000 случаев наблюдается *альфа-распад*. В приведённых примерах изомерные переходы сопровождаются испусканием в большинстве случаев не γ-квантов, а конверсионных электронов (см. *Конверсия внутренняя*).

Большое число изомерных переходов мультипольности $M4$ наблюдается при «разрядке» возбуждён-

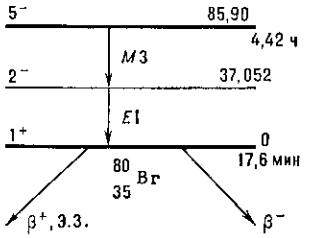


Рис. 2. Схема распада изомера $^{80m}_{35}$Br; Э.З.—электронный захват.

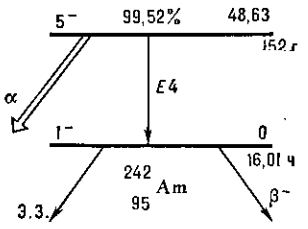


Рис. 3. Схема распада $^{242m}_{95}$Am.

ных состояний нечётных ядер, когда число протонов или нейтронов приближается к магич. числам (о с т р о в а и з о м е р и и). Это объясняется *оболочечной моделью ядра*, как следствие заполнения нуклонами соседних, близких по энергии, но сильно отличающихся по спинам состояний $g_{9/2}$ и $p_{1/2}$, а также $h_{11/2}$ и $d_{3/2}$ (g, p, h, d — обозначения орбитальных моментов нуклонов, индексы при них — значения спина).

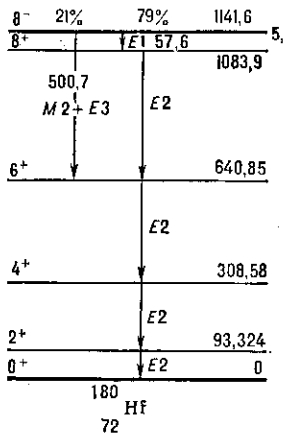


Рис. 4. Схема распада $^{180m}_{72}$Hf.

В отличие от приведённых примеров, изомерное состояние $^{180m}_{72}$Hf (рис. 4) принадлежит стабильному ядру и имеет сравнительно большую энергию возбуждения. Причиной изомерии является сильно ослабленный γ-переход $E1$ с энергией 57,6 кэВ, к-рый заторможен в 10^{16} раз из-за структурных отличий состояний 8^- и 8^+.

В 1962 в ОИЯИ был открыт новый вид И. я.— д е л и т е л ь н а я и з о м е р и я. Оказалось, что у нек-рых изотопов трансурановых элементов U, Pu, Am, Cm и Bk есть возбуждённые состояния с энергией ~2—3 МэВ, к-рые распадаются путём *спонтанного деления ядер*. Предполагается, что этот вид И. я. объясняется различием формы ядер в изомерном и основном состояниях (см. *Деление ядер*). Высоковозбужденные изомерные состояния могут испытывать протонный распад (см. *Протонная радиоактивность*).

Лит.: М у х и н К. Н., Экспериментальная ядерная физика, 4 изд., т. 1, М., 1983; Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия, пер. с англ., в. 3, М., 1969; см. также *лит.* и табл. к ст. *Нуклид*.
А. И. Феоктистов.

ИЗОМЁРЫ — молекулы или ионы, имеющие одинаковые состав и молекулярную массу, но различающиеся строением или расположением атомов в пространстве. Подробнее см. *Изомерия молекул*. О ядерных И. см. *Изомерия ядерная*.

ИЗОМЁРЫ ОПТИЧЕСКИЕ — см. в ст. *Оптически активные вещества*.

ИЗОМОРФИ́ЗМ (от греч. ísos — равный и morphḗ — форма, вид) — полное подобие атомно-кристаллич. строения и внеш. огранки кристаллов у веществ с аналогичной хим. ф-лой и одинаковым типом хим. связи. Открыт (1819) Э. Мичерлихом (E. Mitscherlich) на примере кристаллов KH_2PO_4, KH_2AsO_4 и $NH_4H_2PO_4$. И. наз. также способность различных, но сходных по свойствам атомов, ионов и их сочетаний замещать друг друга в атомно-кристаллич. структуре с образованием кристаллов перем. состава (твёрдых растворов замещения). Пример с о в е р ш е н н о г о (п о л н о г о) И. с образованием твёрдых растворов при любых соотношениях компонент — кристаллы квасцов $KAl(SO_4)\times\times 12H_2O$, в к-рых ионы K^+ могут в любом кол-ве замещаться ионами Rb^+, $(NH_4)^+$ и др., имеющими приблизительно одинаковый с ионами K^+ кристаллохим. радиус, а ионы Al^{3+} — ионами Fe^{3+}, Cr^{3+} и др. с радиусами, близкими к радиусу Al. Различие в кристаллохим. радиусах атомов в изоморфных кристаллах не превышает 10—15%.

Кроме совершенного И., возможен ограниченный (по концентрациям) И. (напр., И. соединений $BaSO_4$ и $KMnO_4$). Различают изовалентный И., когда замещающие друг друга атомы или группировки имеют одинаковую валентность, и гетеровалентный, когда валентность их различна (напр., Ca^{2+} и Y^{3+}); в последнем случае замещающие друг друга атомы или ионы имеют близкие размеры, а различие зарядов компенсируется вакансиями.

И. наблюдается у мн. минералов и кристаллов, когда введением малых добавок существенно меняют или создают новые свойства. Так, введение малых изоморфных добавок, напр. Cr^{3+} в корунд Al_2O_3, Nd^{3+} в гранат $Y_3Al_5O_{12}$, превращает их в активную среду для квантовых генераторов; введение изоморфных примесей в ПП кристаллы изменяют тип проводимости. Изоморфные примеси используют, напр., для изменения окраски ювелирных кристаллов.

Лит. см. при ст. *Кристаллохимия*. *Б. К. Вайнштейн.*

ИЗОСПИ́Н — то же, что *изотопический спин*.

ИЗОТЕРМИ́ЧЕСКИЙ ПРОЦЕ́СС (от греч. ísos — равный и thérmē — теплота) — термодинамич. процесс, происходящий в системе при пост. темп-ре; на термодинамич. диаграмме изображается и з о т е р м о й. И. п. является идеализацией процесса в системе, находящейся в тепловом контакте с термостатом. Для осуществления И. п. систему обычно помещают в термостат или используют контролируемые источники и стоки теплоты. Кипение жидкости и плавление твёрдого тела при пост. давлении являются примерами И. п. Если И. п. происходит настолько медленно, что не нарушается термодинамич. равновесие с термостатом, то И. п. обратим. И. п., протекающие с конечной скоростью, необратимы. Для реализации И. п. необходимо отводить или подводить к системе определ. кол-во теплоты δQ, к-рое затрачивается на работу PdV при изменении объёма dV (P — давление) и на изменение внутр. энергии U при пост. темп-ре T. Согласно *первому началу термодинамики*, $\delta Q=PdV+(\partial U/\partial V)_T dV$. В общем случае, когда система описывается внеш. параметрами a_j, $\delta Q=\sum_j[A_j+(\partial U/\partial a_j)_T]da_j$, A_j — обобщённые термодинамич. силы, сопряжённые параметрам a_j. Согласно *второму началу термодинамики*, изменение энтропии dS при

обратимом И. п. равно $dS=T^{-1}\sum_j [A_j+(\partial U/\partial a_j)_T]da_j$. Полное подведённое тепло ΔQ связано с изменением энтропии системы S_2-S_1 соотношением $\Delta Q=T(S_2-S_1)$. Работа R при И. п. с изменением объёма от V_1 до V_2 равна изменению энергии Гиббса (свободной энергии), для идеального газа $R=NkT\ln(V_2/V_1)$, N — число молекул.

Примером необратимого И. п. является изотермич. *дросселирование*, когда газ или жидкость протекает через перегородку с малым отверстием при пост. темпре. В этом случае подводимая теплота равна изменению энтальпии тела.

Лит. см. при ст. *Термодинамика.* *Д. Н. Зубарев.*

ИЗОТОПИЧЕСКАЯ ИНВАРИАНТНОСТЬ — свойство симметрии сильных взаимодействий, обусловливающее существование особых семейств адронов — т. н. изотопических мультиплетов, состоящих из частиц с одинаковыми квантовыми числами (*барионным числом*, спином, *внутренней чётностью*, *странностью* и т. д.), близкими по значению массами, но с отличающимися электрич. зарядами. И. и. находит своё выражение в неизменности сильных взаимодействий при замене адронов, участвующих в процессе, на другие, принадлежащие тому же изотопич. мультиплету.

Примерами изотопич. мультиплетов являются:

$$p,\ n;\ \Xi^0,\ \Xi^-;\ K^+,\ K^0;\ \bar{K}^0,\ K^-;\ D^+,\ D^0;$$
$$\Sigma^+,\ \Sigma^0,\ \Sigma^-;\ \pi^+,\ \pi^0,\ \pi^-;\ \rho^+,\ \rho^0,\ \rho^-;$$
$$\Delta^{++},\ \Delta^+,\ \Delta^0,\ \Delta^-.$$

Каждый изотопич. мультиплет характеризуется особой величиной, изотопическим спином (изоспином) I, к-рый определяет полное число частиц, входящих в мультиплет, равное $2I+1$. Изоспин может принимать значения 0, $^1/_2$, 1, $^3/_2$, 2..., т. е. возможно существование изотопич. синглетов, дублетов, триплетов, квартетов и т. д. Примеры изотопич. дублетов, триплетов и квартетов были приведены выше. К изотопич. синглетам относятся, напр., Λ-гиперон, η- и η'-мезоны и др. частицы.

Прямым следствием И. и. являются, в частности, равенства сечений

$$\sigma(\pi^+ + p \to \pi^+ + p) = \sigma(\pi^- + n \to \pi^- + n),$$
$$\sigma(\pi^- + p \to K^0 + \Lambda) = \sigma(\pi^+ + n \to K^+ + \Lambda),$$
$$\sigma(\pi^+ + p \to K^+ + \Sigma^+) = \sigma(\pi^- + n \to K^0 + \Sigma^-).$$

С матем. точки зрения И. и. есть проявление инвариантности эффективных лагранжианов сильных взаимодействий относительно линейных преобразований входящих в них полей адронов, реализуемых в векторных пространствах, к-рые образуются полями, отвечающими разл. компонентам изотопич. мультиплетов. Эти линейные преобразования составляют группу, изоморфную группе вращений трёхмерного пространства (обычно о нём говорят как об изотопическом пространстве). Изотопич. мультиплеты представляют собой неприводимые представления указанной группы. (Отсюда появление термина «изотопич. спин» по аналогии с обычным спином.) При преобразованиях группы компоненты изотопич. мультиплета переходят в линейные комбинации компонент того же мультиплета.

В рамках представлений о *кварках* динамич. причиной, обусловливающей существование И. и. в сильных взаимодействиях адронов, является близость масс u- и d-кварков и одинаковый характер их сильных взаимодействий. Последоват. замена в составе адронов u-кварков на d-кварки, находящихся в том же состоянии, позволяет получить все компоненты изотопич. мультиплета. На основе этих представлений устанавливается и тип группы, ответственный за И. и. Близость свойств u- и d-кварков по отношению к сильному взаимодействию эквивалентна утверждению, что сильные взаимодействия инвариантны (как показывает эксперимент, с точностью до неск. процентов) относительно преобразований

$$u' = a_{11}u + a_{12}d,$$
$$d' = a_{21}u + a_{22}d, \qquad (1)$$

где a_{ik} — комплексные числа. При этом необходимо, чтобы матрица $\|a\|$ была унитарной, а $\det\|a\|=1$. Такие матрицы образуют группу $SU(2)$, к-рая локально изоморфна $O(3)$ — группе вращений 3-мерного пространства. Инвариантность сильного взаимодействия относительно группы вращений в изотопич. пространстве была установлена экспериментально задолго до появления гипотезы кварков.

Исторически первые соображения, заложившие основу представления об И. и., были сформулированы в 1932 сразу после открытия нейтрона, составившего вместе с протоном первое обнаруженное семейство из двух похожих по своим свойствам частиц. Исходя из приблизит. равенства масс нейтрона и протона и предположения (высказанного несколько ранее Д. Д. Иваненко) о том, что нейтрон имеет спин $^1/_2$ и в той же степени элементарен, как и протон, В. Гейзенберг (W. Heisenberg) предложил рассматривать нейтрон и протон как разные зарядовые состояния одной и той же частицы — нуклона, а электрич. заряд как внутр. переменную, характеризующую состояние нуклона. Волновая ф-ция нуклона в пространстве зарядовой переменной может быть представлена в виде: $\psi_N=\begin{pmatrix}\psi_p\\ \psi_n\end{pmatrix}$, где ψ_p, ψ_n — волновые ф-ции протона и нейтрона, ($|\psi_p|^2$ и $|\psi_n|^2$ определяют вероятность нахождения нуклона соответственно в состоянии протона и нейтрона). Операторы, действующие на зарядовую переменную нуклона, должны представлять собой матрицы 2×2. В общем случае они выражаются через 4 матрицы — единичную и три матрицы τ_1, τ_2, τ_3, совпадающие с *Паули матрицами* σ_x, σ_y, σ_z:

$$\tau_1=\begin{pmatrix}0&1\\1&0\end{pmatrix},\quad \tau_2=\begin{pmatrix}0&-i\\i&0\end{pmatrix},\quad \tau_3=\begin{pmatrix}1&0\\0&-1\end{pmatrix}. \qquad (2)$$

Именно эти матрицы $\tau(\tau_1, \tau_2, \tau_3)$ и были использованы Гейзенбергом. С точностью до множителя $^1/_2$ они совпадают с совр. операторами изоспина нуклона $\boldsymbol{I}(I_1, I_2, I_3)$, $I_i=^1/_2\tau_i$. Протону и нейтрону отвечают в зарядовом (изотопич.) пространстве состояния $p=\begin{pmatrix}\psi_p\\0\end{pmatrix}$ и $n=\begin{pmatrix}0\\\psi_n\end{pmatrix}$, являющиеся собств. векторами оператора $I_3=^1/_2\tau_3$, принадлежащими собств. значениям $\pm^1/_2$, а электрич. заряд нуклона (в единицах элементарного заряда e) выражается ф-лой: $Q=^1/_2+I_3$. Очевидно, что операция преобразования протона в нейтрон (и наоборот), к-рая необходима для описания обменного характера ядерных сил, соответствует повороту на 180° вокруг оси 2 в изотопич. пространстве (к-рый обеспечивает смену знака проекции изоспина на ось 3). Это преобразование осуществляется с помощью оператора $i\tau_2$, причём волновая ф-ция нейтрона переходит в волновую ф-цию протона ($n \to p$), а волновая ф-ция протона — в волновую ф-цию нейтрона с обратным знаком ($p \to -n$) [символами частиц здесь обозначены соответствующие им волновые ф-ции]. Возможность путём поворота на 180° вокруг оси 2 перейти от протона к нейтрону позволяла объяснить наблюдавшееся на опыте примерное равенство ядерных сил для pp и nn систем (т. н. зарядовая симметрия). Вскоре, однако, выяснилось, что ядерные силы практически одинаковы (в состояниях с одинаковыми спинами и угловыми моментами) для любых пар нуклонов, включая np-систему (т. н. зарядовая независимость ядерных сил). Для объяснения этого факта оказалось необходимым допустить возможность произвольных вращений в изотопич. пространстве, т. е. предположить И. и. Это было сделано в 1936 Б. Кассеном (B. Cassen) и Э. Кондоном (E. Condon), к-рые впервые ввели понятие «изотопич. спина». Они также указали, что определяющим для свойств системы нуклонов (в том

числе ядер) при И. и. является значение её полного изоспина (сохраняющегося в силу И. и. и вычисляемого по правилам, аналогичным сложению угловых моментов). Для пары нуклонов значение полного изоспина однозначно связано с собств. значениями оператора $(\tau_1\tau_2)$. Действительно, легко проверить, что для $I=0$ $(\tau_1\tau_2)=-3$, для $I=1$ $(\tau_1\tau_2)=1$. Поэтому потенц. энергия взаимодействия двух нуклонов в нерелятивистском случае может быть представлена в виде

$$U(r_1-r_2)=V_1(r_1-r_2)+(\tau_1\tau_2)\,V_2(r_1-r_2),$$

где V_1 и V_2 — ф-ции (операторы), зависящие также от спинов нуклонов. В силу сказанного выше для ядер с заданным атомным числом и одинаковым полным изоспином энергии связи ядер, отвечающих разным проекциям изоспина, оказываются близкими.

Поскольку ядерные силы, действующие между нуклонами, согласно гипотезе Х. Юкавы (H. Yukava, 1935), обусловлены обменом между ними мезонами (с массой в 200—300 электронных масс), свойство И. и. должно находить своё отражение в структуре мезон-нуклонных взаимодействий. Юкава постулировал существование только заряж. мезонов, к-рые не приводили к И. и. ядерных взаимодействий. Следующий шаг был сделан Н. Кеммером (N. Kemmer), к-рый предположил существование наряду с заряженными также нейтрального мезона, к-рый составил вместе с заряженными мезонами триплет частиц с $I=1$. На этой основе он сформулировал т. н. симметричную мезонную теорию (1938), к-рая обладала свойством И. и. и приводила к изотопически-инвариантным ядерным силам. Открытие в 1947 $\pi^{\pm}$-мезонов, а вслед за ними в 1950 — π^0-мезона блестяще подтвердило идеи симметричной мезонной теории.

В дальнейшем с открытием *странных частиц* идеи И. и. были с успехом использованы при рассмотрении их свойств. В частности, отнесение каждой из этих частиц к определённому изотопич. мультиплету в сочетании с введением квантового числа странность позволило установить эмпирич. ф-лу для электрич. заряда элементарных частиц — *Гелл-Мана — Нишиджимы формулу* и предсказать существование Σ^0-, Ξ^0-гиперонов по их изотопич. партнёрам.

И. и. позволяет записать выражения для эффективных лагранжианов пион-нуклонного, пион-гиперонного, каон-нуклонного взаимодействий, удовлетворяющие свойству И. и.:

$$L_{\pi NN}=ig_{\pi NN}(\bar{N}\gamma_5\tau N)\,\boldsymbol{\pi};$$

$$L_{\pi\Lambda\Sigma}=ig_{\pi\Lambda\Sigma}\bar{\Lambda}\gamma_5(\boldsymbol{\Sigma}\boldsymbol{\pi})+\text{эрм. сопр.},$$

$$L_{KN\Sigma}=ig_{KN\Sigma}(\bar{N}\gamma_5\tau K)\,\boldsymbol{\Sigma}+\text{эрм. сопр.}$$

Здесь $g_{\pi NN}$, $g_{\pi\Lambda\Sigma}$, $g_{KN\Sigma}$ — константы взаимодействия,

$$N=\begin{pmatrix}p\\n\end{pmatrix},\quad K=\begin{pmatrix}K^+\\K^0\end{pmatrix},$$

$$\boldsymbol{\pi}=(\pi_1,\ \pi_2,\ \pi_3),\quad \boldsymbol{\Sigma}=(\Sigma_1,\ \Sigma_2,\ \Sigma_3),$$

соответственно спиноры и векторы в изотопич. пространстве. Символы частиц обозначают отвечающие им поля, причём: $\pi^{\pm}=\frac{1}{\sqrt{2}}(\pi_1\mp i\pi_2)$, $\Sigma^{\pm}=\frac{1}{\sqrt{2}}(\Sigma_1\mp i\Sigma_2)$, $\pi^0=\pi_3$, $\Sigma^0=\Sigma_3$, $\bar{N}=(\bar{p},\bar{n})$ (черта над символом частицы означает дираковское сопряжение, напр. $\bar{p}=p^+\gamma_0$, где p^+ эрмитово сопряжено p), γ_0, γ_5 — *Дирака матрицы*. В частности, в развернутом виде

$$L_{\pi NN}=ig_{\pi NN}\sqrt{2}\,(\bar{p}\gamma_5 n\pi^+ + \bar{n}\gamma_5 p\pi^-)+$$
$$+ig_{\pi NN}(\bar{p}\gamma_5 p\pi^0-\bar{n}\gamma_5 n\pi^0),$$

$$L_{KN\Sigma}=ig_{KN\Sigma}\sqrt{2}\,(\bar{p}\gamma_5\Sigma^+K^0+\bar{n}\gamma_5\Sigma^-K^+)+$$
$$+ig_{KN\Sigma}(\bar{p}\gamma_5\Sigma^0K^+-\bar{n}\gamma_5\Sigma^0K^0)+\text{эрм. сопр.}$$

Следует отметить различие в величинах констант для заряженных и нейтральных пионов и Σ-гиперонов (на фактор $\sqrt{2}$), а также различие в знаках для взаимодействия π^0 и Σ^0 с протоном и нейтроном (характерно для 3-й компоненты изотопич. вектора). Эти особенности взаимодействия нашли подтверждение в эксперименте.

Соотношения между каналами реакций и запреты, вытекающие из И. и. И. и. сильных взаимодействий и вытекающее из неё условие сохранения полного изоспина в процессах сильного взаимодействия приводит к ряду нетривиальных соотношений между разл. сечениями и каналами реакций. Напр.

$$\frac{\sigma(p+p\to{}^2D+\pi^+)}{\sigma(n+p\to{}^2D+\pi^0)}=2,$$

$$\frac{\sigma(K^-+n\to\Lambda+\pi^-)}{\sigma(K^-+p\to\Lambda+\pi^0)}=2.$$

Изоспин конечного состояния в этих процессах равен 1, т. к. у дейтрона ^2D и Λ-гиперона $I=0$. Таким же должен быть изоспин исходного состояния. Это справедливо для состояний $p+p$ и K^-+n, а состояния $n+p$ и K^-+p являются суперпозициями состояний с $I=1$ и $I=0$, причём вес состояния с $I=1$ равен $^1/_2$ (см. *Клебша — Гордана коэффициенты*). Это объясняет значение правой части приведённых отношений. Аналогичное происхождение имеет отношение ширин распада барионных резонансов Δ^{++} и Δ^0:

$$\frac{\Gamma(\Delta^{++}\to p+\pi^+)}{\Gamma(\Delta^0\to p+\pi^-)}=3.$$

Изоспин Δ-резонанса равен $^3/_2$. Такой же изоспин у системы $p+\pi^+$, а система $p+\pi^-$ является суперпозицией состояний с $I=^1/_2$ и $I=^3/_2$, причём статистич. вес состояния с $I=^3/_2$ равен $^1/_3$.

Требование сохранения изоспина в сильных процессах обусловливает и ряд запретов. Напр., сечение процесса $^2D+^2D\to{}^4He+\pi^0$ значительно меньше сечения процесса $^2D+^2D\to{}^2D+n+p+\pi^0$, т. к. в первом процессе для нач. состояния $I=0$, для конечного $I=1$, т. е. величина изоспина изменяется.

Правила запрета, связанные с сохранением изоспина для мезонов, общée — систем, с нулевым *гиперзарядом* Y (для них $Q=I_3$), удобно сформулировать в терминах *G-чётности*. Операция $G=Ce^{i\pi I_2}$ является произведением операции поворота на 180° в изотопич. пространстве на *зарядовое сопряжение* (C). При этом системы с $Y=0$ переходят сами в себя и можно говорить о G-чётности. В частности, $G_\pi=-1$, $G_\eta=G_{\eta'}=1$. Отсюда следует, что распады $\eta\to3\pi$, $\eta'\to3\pi$ идут с изменением изоспина, в то время как распад $\eta'\to\eta\pi\pi$ разрешён для сильного взаимодействия. Это объясняет, почему ширины $\Gamma(\eta\to\gamma\gamma)$ и $\Gamma(\eta\to3\pi)$ близки по величине и малы, в силу чего полная ширина η-мезона много меньше ширин близких по массе резонансов. Это также объясняет малую величину отношения $\Gamma(\eta'\to3\pi^0)/\Gamma(\eta'\to\eta\pi\pi)=2{,}6\cdot10^{-3}$, к-рая характеризует степень точности соблюдения закона сохранения изоспина.

Изотопическая инвариантность и слабые взаимодействия адронов. И. и. находит специфич. отражение и в нек-рых свойствах слабого взаимодействия адронов, в частности в законе сохранения слабого векторного тока, связанного с $u\rightleftarrows d$ переходами (см. *Векторного тока сохранение*). В терминах изотопич. дублета кварков $q=\binom{u}{d}$ компоненты слабого векторного тока $j^{\pm}$ представляются в виде $j^{\pm}_\mu=\bar{q}\gamma_\mu\tau^{\pm}q$, где $\tau^{\pm}=^1/_2(\tau_1\mp i\tau_2)$, т. е. входят в один изотопич. триплет с изотопич. векторной частью *электромагнитного тока* кварков $j^3_\mu=^1/_2\bar{q}\gamma_\mu\tau_3 q$ (γ_μ — матрицы Дирака, $\mu=0,\ 1,\ 2,\ 3$). Следовательно, в силу сохранения эл.-магн. тока кварков и с той точностью, с какой справедлива И. и., должен также сохраняться слабый векторный ток кварков. Это приводит к тому, что можно ввести (подобно электрич. заряду) понятие слабого заряда кварков, к-рый

будет сохраняться. При этом слабый заряд адронов аддитивно складывается из слабых зарядов кварков и не зависит от структуры конкретного адрона, определяемой сильным взаимодействием. Др. следствием изовекторной структуры слабого векторного тока является совпадение слабого векторного *формфактора* с изовекторной частью эл.-магн. формфактора.

Нарушение изотопической инвариантности. Изотопич. симметрия явилась первым примером т. н. нарушенной симметрии. Ещё при обнаружении изотопич. симметрии было ясно, что она должна нарушаться эл.-магн. взаимодействиями, зависящими от электрич. зарядов адронов (или третьей компоненты изоспина) и, следовательно, неинвариантными относительно вращений в изотопич. пространстве. Поэтому можно было ожидать нарушения И. и. на уровне 10^{-2}—10^{-3}, что в общем соответствует эксперим. данным. Однако гипотеза о том, что нарушение И. и. полностью обусловливается лишь эл.-магн. взаимодействиями, приводила к ряду трудностей. В частности, было трудно объяснить, почему масса нек-рых нейтральных адронов (напр., нейтрона, K^0-мезона) больше (а не меньше) массы их заряж. изотопич. партнёров (протона, K^+-мезона), хотя для последних определ. положит. вклад в массу должна давать собств. эл.-магн. (кулоновская) энергия. Ответ был получен после создания кварковой модели адронов и заключения о том, что масса d-кварка на 2—3 МэВ больше массы u-кварка. Это заключение было сделано для т. н. токовых кварков. Поскольку наблюдаемый спектр адронов объясняется их строением из конституентных (валентных) кварков с массами $m_u \approx m_d \approx$ (300—350) МэВ, гипотеза «утяжеления» d-кварка на (2—3) МэВ по сравнению с u-кварком объясняет как различие масс адронов внутри одного и того же изотопич. мультиплета, так и масштаб нарушения И. и., к-рый оказывается на уровне, вызываемом эл.-магн. взаимодействиями. [Напр., указанным различием масс u- и d-кварков количественно объясняется вероятность запрещённого по G-чётности (и, следовательно, по изоспину) распада $\eta' \to 3\pi^0$.]

Экспериментально установлено, что изотопич. симметрия является частью более широкой нарушенной симметрии $SU(3)$, а изотопич. мультиплеты входят в состав унитарных мультиплетов $SU(3)$, включающих странные частицы. Масштаб нарушения $SU(3)$-симметрии определяется тем, что масса странного кварка на 120—150 МэВ больше массы u-, d-кварков и может составлять 20—30%. Для более тяжёлых c-, b- и т. д. кварков различия в массах с u-, d-, s-кварками настолько велики, что симметрия полностью нарушается и остаётся лишь подобие в классификации адронных состояний на основе их кваркового строения. Возможно, однако, что симметрия между кварками разл. типов (ароматов) восстанавливается на очень малых расстояниях (т. е. при достаточно высоких энергиях) в тех явлениях, где можно пренебречь массами кварков. Поскольку не выяснен механизм, обусловливающий разности масс кварков разл. ароматов, близость масс u- и d-кварков, на к-рой основана изотопич. симметрия, представляется «случайной», связанной скорее всего с тем, что оба соответствующих токовых кварка — лёгкие (практически безмассовые).

Лит.: Швебер С., Введение в релятивистскую квантовую теорию поля, пер. с англ., М., 1963; Нишиджима К., Фундаментальные частицы, пер. с англ., М., 1965; Окунь Л. Б., Лептоны и кварки, М., 1981.

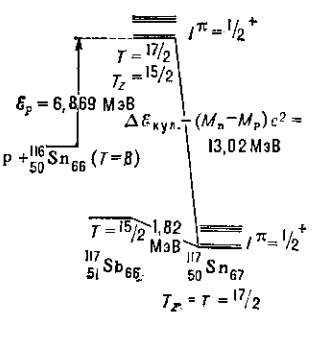
С. С. Герштейн, А. А. Комар.

ИЗОТОПИ́ЧЕСКАЯ ИНВАРИА́НТНОСТЬ ядерных сил — состоит в том, что в ядерных взаимодействиях протон и нейтрон можно рассматривать как 2 состояния одной частицы (нуклона), отличающиеся проекцией T_z *изотопического спина* T ($T_z = +1/2$ и $T_z = -1/2$). И. и.— частный случай общего свойства *изотопической инвариантности* сильного взаимодействия. И. и. даёт возможность приписывать определ. значения изоспина T разл. состояниям ядра, причём изоспин ядра складывается из изоспинов отд. нуклонов по тем же правилам, что и обычный спин, и может принимать значения от $|N-Z|/2$ до $(N+Z)/2$, где N и Z — числа нейтронов и протонов в ядре. Как правило, осн. состояние ядра имеет мин. изоспин $|N-Z|/2$.

И. и. проявляется в существовании изотопич. мультиплетов, или *аналоговых состояний*, у лёгких ядер с одинаковым числом нуклонов A (изобары). Эти состояния относятся к разным ядрам, но имеют одинаковую структуру и одинаковые квантовые числа (спин I, чётность π, изоспин T), а их энергии отличаются лишь за счёт энергии кулоновского взаимодействия и разности масс протона и нейтрона. Пример изотопич. мультиплета — триплет состояний с $T=1$; осн. состояния ^{14}C и ^{14}O и первое возбуждённое состояние ^{14}N.

Из И. и. следует закон сохранения изоспина в ядерных реакциях. Напр., в реакции $^{16}O + {}^2H \to {}^{14}N + {}^4He$, где изоспин ядер ^{16}O, ^{2}H и ^{4}He равен 0, вероятность возбуждённого состояния ^{14}N* (2, 31 МэВ) с $T=1$ составляет доли % от вероятности образования осн. состояния ^{14}N с $T=0$.

И. и. нарушается за счёт эл.-магн. взаимодействия нуклонов, зависящего от заряда частиц (т. е. от проекции T_z изоспина), сила к-рого составляет ~1% от сильного взаимодействия. В лёгких ядрах эффекты эл.-магн. взаимодействия малы и их можно рассматривать как поправки, приводящие гл. обр. к небольшим различиям в энергиях уровней ядер, принадлежащих одному изотопич. мультиплету. В тяжёлых ядрах кулоновское поле (~20 МэВ) сравнимо со ср. полем ядерного взаимодействия и изоспин перестаёт быть хорошим (сохраняющимся) квантовым числом. Тем не менее для низколежащих состояний тяжёлых ядер большие кулоновские силы слабо нарушают изотопич. симметрию, проявляющуюся в наличии резонансов, к-рые можно интерпретировать как аналоговые состояния, нестабильные относительно распада с испусканием нуклонов (рис.).



Уровни ядра $^{117}_{51}Sb_{66}$, основное состояние которого имеет $T = 15/2$; группа уровней с $T = 17/2$, наблюдаемых как резонансы в реакциях упругого рассеяния: $^{116}_{50}Sn(p, p')$, является изобарическим аналогом низколежащих уровней ядра $^{117}_{50}Sn$. Разница в энергии между состояниями с $T_z = 17/2$ и $T_z = 15/2$, принадлежащих мультиплету с $T = 17/2$, обусловлена разностью кулоновских энергий $\Delta\mathcal{E}_{кул} = 13,8$ МэВ и различием масс протона M_p и нейтрона M_n; $\mathcal{E}_p$ — энергия налетающих протонов.

Велика предсказательная сила И. и., напр., из факта отсутствия связанных уровней в синглетном состоянии системы np следует их отсутствие и в системах nn, pp и т. п.

Лит.: Бор О., Моттельсон Б., Структура атомного ядра, пер. с англ., т. 1, М., 1971; Легкие и промежуточные ядра вблизи границ нуклонной стабильности, М., 1972.

В. М. Колыбасов.

ИЗОТОПИ́ЧЕСКИЙ МУЛЬТИПЛЕ́Т — семейство адронов, одинаковым образом участвующих в сильном взаимодействии, имеющих приблизительно равные массы, одни и те же барионное число, спин, чётность, странность и др. квантовые числа и отличающихся только

электрич. зарядом (см. *Изотопическая инвариантность*). В случае атомных ядер И. м. являются *аналоговые состояния* ядер-изобар.

ИЗОТОПИЧЕСКИЙ СДВИГ — сдвиг друг относительно друга уровней энергии и спектральных линий атомов разл. изотопов одного хим. элемента; проявляется также во вращат. и колебат. спектрах молекул, содержащих разл. изотопы одного элемента.

И. с. в спектрах изолированного атома может быть обусловлен неск. причинами. Одна из них связана с движением ядра относительно центра инерции атома (эффект массы). В системе центра инерции импульс ядра $\boldsymbol{P}$ равен сумме импульсов электронов $\sum_i \boldsymbol{p}_i$.

Учёт движения ядра приводит к появлению в гамильтониане атома члена:

$$\frac{\boldsymbol{P}^2}{2M} = \frac{m}{M}\left\{\sum_i \frac{\boldsymbol{p}_i^2}{2m} + \sum_{i \neq k} \frac{\boldsymbol{p}_i \boldsymbol{p}_k}{2m}\right\}, \qquad (*)$$

где m — масса электрона, M — масса ядра. И. с. равен квантовомеханич. среднему от этой величины. Вклад в энергию атома, соответствующий первому члену суммы (*), наз. нормальным или боровским сдвигом, он равен $\Delta\mathcal{E}_н = (-m/M)\,\mathcal{E}$, где $\mathcal{E} = \sum_i \boldsymbol{p}_i^2/2m$ — энергия атома в случае неподвижного ядра. Вклад, вносимый в энергию атома вторым членом, наз. специфич. И. с. $\Delta\mathcal{E}_с$, он имеет чисто квантовый характер и возникает вследствие обменного взаимодействия атомных электронов.

Сдвиг уровней за счёт эффекта массы наиб. важен для лёгких элементов с массовым числом $A \leqslant 60$; при $A \to \infty$ он исчезает. В случае тяжёлых изотопов ($A \geqslant 100$) осн. вклад в И. с. вносит эффект объёма. Внутри ядра конечного размера поле существенно отличается от поля точечного заряда. Поэтому для электрона, проникающего в ядро, наблюдается сдвиг уровня энергии, возрастающий с ростом радиуса ядра. В этом случае И. с. наз. сдвигом за счёт эффекта объёма. Такой И. с. наиб. важен в случае конфигураций, содержащих s-электроны, для к-рых максимум электронной плотности достигается на ядре. Для электронов с не равным нулю орбитальным моментом он значительно меньше. Исследование эффекта объёма позволяет получить ряд сведений о структуре ядра.

И. с. принято считать положительным, когда длина волны спектральной линии уменьшается с ростом массы ядра. Различие длин волн, вызванное И. с., используется в лазерном разделении изотопов.

В молекулах замена атома одного изотопа другим приводит к изменению её приведённой массы M и вследствие этого — к изменению вращат. ($\sim 1/M$) и колебат. ($1/\sqrt{M}$) энергий молекул, что и вызывает И. с. в молекулярных спектрах.

Лит.: Ельяшевич М. А., Атомная и молекулярная спектроскопия, М., 1962; Собельман И. И., Введение в теорию атомных спектров, [2 изд.], М., 1977; Радциг А. А., Смирнов Б. М., Параметры атомов и атомных ионов, 2 изд., М., 1986; Летохов В. С., Нелинейные селективные фотопроцессы в атомах и молекулах, М., 1983. *Б. Н. Чичков.*

ИЗОТОПИЧЕСКИЙ СПИН (изотопспин, изоспин; I) — неаддитивное квантовое число, характеризующее адроны, существование к-рого обусловлено *изотопической инвариантностью* сильного взаимодействия; И. с. одинаков для совокупности адронов, образующих т. н. изотопический мультиплет, и определяет число (n) входящих в него частиц: $n = 2I + 1$. И. с. адронов, как и обычный спин, может принимать целые и полуцелые значения: 0, $^1/_2$, 1, $^3/_2$, ... Полный И. с. системы адронов вычисляется по правилам, аналогичным правилам сложения угл. моментов. Суммарный изоспин ядра определяет число разл. зарядовых состояний с примерно одинаковой энергией связи. И. с. сохраняется в процессах сильного взаимодействия и нарушается слабым и эл.-магн. взаимодействиями.

При описании слабого взаимодействия *кварков* и *лептонов* используют понятие слабого изоспина I^w, к-рый характеризует совокупности этих частиц, имеющих разные электрич. заряды, но ведущих себя сходным образом по отношению к слабому взаимодействию. Число частиц в таких группах равно $2I^w + 1$. Для кварков и лептонов I^w может принимать значения 0, $^1/_2$. Нулевые значения I^w присущи всем кваркам и лептонам с правой (R) спиральностью: $I_R^w = 0$. Кварки и лептоны с левой (L) спиральностью имеют $I_L^w = {}^1/_2$ и разбиваются на дублеты, соответствующие трём поколениям фермионов: $\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$, $\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L$; $\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L$, $\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L$; $\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$, $\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L$. Третья проекция слабого И. с. наряду со слабым *гиперзарядом* Y^w входит в обобщённую *Гелл-Мана — Нишиджимы формулу* для электрич. заряда: $Q = I_3^w + {}^1/_2 Y^w$. Слабый И. с. (так же, как и слабый гиперзаряд) является источником *калибровочного поля* (в данном случае трёхкомпонентного, 2 компоненты к-рого образуют поля заряж. *промежуточных векторных бозонов* ($W^\pm$), а третья компонента в сочетании с калибровочным полем, порождаемым слабым гиперзарядом, образуют поле Z^0-бозона и эл.-магн. поле). Симметрия, отвечающая наличию слабого изоспина, спонтанно нарушена за счёт взаимодействия с *Хиггса бозонами*.

Лит.: Газиорович С., Физика элементарных частиц, пер. с англ., М., 1969; Окунь Л. Б., Лептоны и кварки, М., 1981. *А. А. Комар.*

ИЗОТОПИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ — зависимость темп-ры $T_к$ перехода в сверхпроводящее состояние металла от его изотопного состава: $T_к$ возрастает при уменьшении ср. атомной массы M изотопа. Для ряда металлов (Hg, Sn, Tl) выполняется (приблизительно) соотношение $T_к \cdot M^{1/2} = \text{const}$, но для др. металлов (напр., Pb, переходных металлов) показатель степени в соотношении $T_к \sim M^{-1/2}$ иной. Впервые И. э. наблюдался в 1950 [1, 2]; было установлено, что у изотопа ^{198}Hg $T_к = 4{,}177$ К, а у чистой ртути с естеств. изотопным составом ($M = 200{,}6$) $T_к = 4{,}154$ К. Исследования показали также, что одновременно с $T_к$ изменяется *критическое магнитное поле* $H_{к,0}$ (при $T \to 0$), но отношение $H_{к,0}/T_к$ для разных изотопов данного сверхпроводящего металла остаётся постоянным. И. э. свидетельствует, что *сверхпроводимость* связана с массой частиц, образующих кристаллич. решётку, и обусловлена взаимодействием электронов с *фононами* (колебаниями решётки).

Лит.: Maxwell E., Isotope effect in the superconductivity of mercury, «Phys. Rev.», 1950, v. 78, p. 477; Reynolds C. A. и др., Superconductivity of isotopes of mercury, там же, p. 487.

ИЗОТО́ПНАЯ ХРОНОЛО́ГИЯ — определение абс. возраста горных пород, минералов, следов древних человеческих культур и в целом Земли по накоплению в них продуктов распада радиоакт. нуклидов. Идея И. х. принадлежит П. Кюри (P. Curie) и Э. Резерфорду (E. Rutherford). При И. х. учитывают, что радиоакт. распад каждого радионуклида происходит с пост. скоростью. Он приводит к накоплению конечных стабильных нуклидов, содержание к-рых D связано с возрастом t исследуемого объекта соотношением: $D = P(e^{\lambda t} - 1)$, где P — число атомов радионуклида, λ — постоянная распада. Отсюда:

$$t = \frac{1}{\lambda}\ln(1 + D/P).$$

В И. х. наиб. распространены свинцовый, аргоновый, стронциевый и углеродный методы. В первом используется накопление радиогенного свинца в результате распадов $^{238}\text{U} \to {}^{206}\text{Pb}$, $^{235}\text{U} \to {}^{207}\text{Pb}$, $^{232}\text{Th} \to {}^{208}\text{Pb}$. Аргоновый метод основан на радиогенном накоплении Ar в калиевых минералах $^{40}\text{K} \xrightarrow{\text{э. з.}} {}^{40}\text{Ar}$ (см. *Электронный захват*). Стронциевый метод основан на β-распаде $^{87}\text{Rb} \xrightarrow{\beta^-} {}^{87}\text{Sr}$. Для оценки возраста объектов $\leqslant 60\,000$ лет используется радиоуглеродный метод. В земной атмо-

сфере под действием нейтронов космич. лучей идёт ядерная реакция $^{14}N(n, p)^{14}C$. В результате воздух, растения и животные содержат радионуклид ^{14}C ($T_{1/2}$ = =5700 лет) в определённой и постоянной (в расчёте на 1 моль углерода) концентрации. В мёртвых организмах обмен с атмосферой прекращается и содержание ^{14}C постепенно падает. По концентрации ^{14}C можно установить возраст органич. остатков.

Лит.: Изотопная геология, под ред. Э. Йегера, Й. Хунцикера, пер. с англ., М., 1984. *С. С. Бердоносов.*

ИЗОТОПНЫЕ ИНДИКАТОРЫ (меченые атомы) — вещества, имеющие отличный от природного изотопный состав, используемые в качестве «метки» при исследовании разл. процессов. Метод И. и. был предложен Д. Хевеши (G. Hevesy) и Ф. Панетом (F. Paneth, 1913). В качестве метки чаще используются радионуклиды, к-рые могут быть легко обнаружены и измерены количественно. Реже используются стабильные нуклиды, техника обнаружения к-рых сложнее (*масс-спектроскопия*). В качестве радиоакт. меток применяют: ^{3}H, ^{14}C, ^{32}P, ^{35}S, ^{45}Ca, ^{59}Fe, ^{60}Co, ^{89}Sr, ^{95}Zr, ^{95}Nb, ^{110m}Ag, ^{131}I и др. Выбор радионуклида определяется гл. обр. периодом его полураспада, типом и энергией излучения. Для обнаружения излучения используют газоразрядные и сцинтилляционные счётчики, ядерные фотогр. эмульсии и др. *детекторы*. С помощью И. и. изучают распределение вещества в системе и пути их перемещения. Для количеств. анализа пользуются, напр., методом изотопного разбавления — к анализируемой пробе добавляют порцию меченого вещества и по степени его разбавления судят о содержании анализируемого вещества в пробе. Метод И. и. позволяет выяснить механизм хим. реакций и структуру молекул. Он широко используется в физике, химии, биологии (процессы синтеза и распада хим. соединений в живой клетке, обмена веществ и др.), в технике, медицине (изотопная диагностика) и т. д.

Лит.: Лукьянов В. Б. и др., Радиоактивные индикаторы в химии. Основы метода, 3 изд., М., 1985; Остерман Л. А., Исследование биологических макромолекул электрофокусированием, иммуноэлектрофорезом и радиоизотопными методами, М., 1983. *С. С. Бердоносов.*

ИЗОТОПОВ РАЗДЕЛЕ́НИЕ, выделение отдельных изотопов из естеств. их смеси или обогащение смеси отдельными изотопами. Первые попытки И. р. сделаны Ф. У. Астоном (F. W. Aston, 1919) и др. гл. обр. для обнаружения изотопов у стабильных элементов, точного измерения массы их атомов и относит. содержания (см. *Масс-спектроскопия*). В 30-х гг. фундам. исследования в области ядерной физики потребовали выделения отдельных изотопов в кол-вах порядка неск. мг (*дейтерий* производился в промышл. масштабах). Дальнейшее развитие методов И. р. обусловлено развитием ядерной энергетики, для к-рой требовался уран, обогащённый ^{235}U и др. (см. *Ядерное горючее*), а также применением в физике, химии, биологии и др. метода изотопных индикаторов [1, 4].

Классификация и характеристики методов. И. р. основано на различиях физ. и хим. свойств изотопов и их соединений. Эти различия, обусловленные разницей масс атомов, для большинства элементов невелики, что обычно приводит к необходимости многократного повторения единичной операции. Во всякой разделит. установке исходная смесь делится не менее чем на 2 фракции, одна из к-рых обогащается концентрируемым изотопом за счёт других. Эффективность работы разделит. установки определяется её производительностью G и коэф. разделения α. Так, при разделении бинарной смеси:

$$\alpha = \frac{C'/(1-C')}{C''/(1-C'')}, \qquad (1)$$

где C' и $1-C'$ — доли лёгкого и тяжёлого изотопов во фракции, обогащённой лёгким изотопом; C'' и $1-C''$ — в тяжёлой фракции. Если $\alpha-1 \ll 1$, что имеет место для большинства методов (см. ниже), то обычно пользуются коэф. обогащения $\varepsilon=\alpha-1$.

Повышение α обычно связано с уменьшением G. Поэтому методы, обеспечивающие большие α, не всегда оказываются экономически выгодными. Выбор метода определяется свойствами элемента, содержанием в смеси концентрируемого изотопа, заданной степенью разделения $q=\alpha^N$ (N — число ступеней разделения).

Различают молекулярно-кинетич., физико-хим. и электромагн. методы И. р. Первые два метода основаны на различии ср. статистич. свойств изотопных соединений, обусловленном разницей масс изотопов. Для этих методов ε, как правило, невелики, а G могут быть большими. Электромагн. методы основаны на разл. поведении изотопов в электрич. и магн. полях. Как правило, эти методы позволяют получить высокие значения α при малых G в 1 цикле И. р.

Молекулярно-кинетические методы

Газовая диффузия через пористые перегородки (фильтры). Газообразное соединение прокачивается через пористую перегородку. При достаточно низких давлениях, когда длина свободного пробега молекул значительно превышает ср. диаметр пор (молекулярное течение, кнудсеновская диффузия или эффузия, см. *Динамика разреженных газов*), каждый компонент смеси газов движется независимо от др. под действием градиента парциального давления. Скорость движения пропорц. частоте столкновений молекул с поверхностью пор, т. е. ср. тепловой скорости молекул:

$$\bar{v} = \sqrt{8RT/\pi M}. \qquad (2)$$

Здесь T — темп-ра, R — газовая постоянная, M — масса молекулы. Т. к. $\bar{v}_1 > \bar{v}_2$ при $M_1 > M_2$, то часть смеси, прошедшая через фильтр, обогащается лёгким изотопом. При истечении в абс. вакуум достигается макс. значение:

$$\alpha_0 = \sqrt{M_2/M_1}. \qquad (3)$$

Для большинства элементов

$$\alpha_0 - 1 = \varepsilon_0 \approx \Delta M/2M, \qquad (4)$$

где $\Delta M = M_2 - M_1$. Т. к. диффузия через фильтр происходит в пространство, заполненное тем же газом при пониженном давлении, то реальный коэф. обогащения $\varepsilon < \varepsilon_0$ из-за частичного обратного перетекания обогащённой смеси.

Метод газовой диффузии впервые осуществили Линдеман (Lindemann) и Астон (1913). В дальнейшем он был разработан для промышл. произ-ва урана, обогащённого ^{235}U. Для разделения применяется газ UF_6.

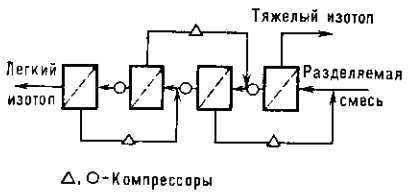


Рис. 1. Схема газодиффузионной установки.

При этом $\Delta M/2M = 3/2 \cdot 350 = 0{,}0043$. Для получения из природного U с обогащением по ^{235}U порядка 4% требуется от 1000 до 1500 ступеней (рис. 1). Газодиффузионные заводы для промышл. разделения изотопов U действуют в СССР [1], США, Франции, Англии и Китае [2, 7].

Масс-диффузия (диффузия в потоке пара). Различие скоростей диффузии 2-х изотопов в потоке 3-го (разделительного) газа приводит к частичному разделению изотопной смеси; эффект И. р. при диффузии в струю пара был открыт Г. Герцем (H. Hertz) в 1922. Коэф. обогащения:

$$\varepsilon_0 = \frac{D_{13} - D_{23}}{D_{23}} = \frac{(M_2 - M_1)\, M_3}{2M\,(M_1 + M_3)}, \qquad (5)$$

где D_{13}, D_{23} — коэф. диффузии изотопов в 3-й газ. В качестве него используют пары, к-рые можно затем легко сконденсировать и отделить от смеси изотопов. Умножение элементарного эффекта возможно при увеличении потока пара. Процесс можно проводить в каскадах разделительных насосов (Герц) или в противоточных цилиндрич. колоннах (рис. 2).

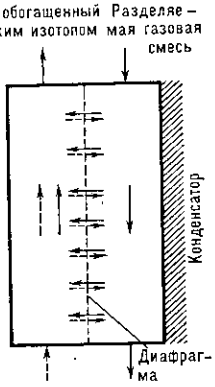


Рис. 2. Масс-диффузионная колонна.

В колонне, цилиндрич. сосуде, перегороженном вдоль оси пористой диафрагмой, газообразная изотопная смесь движется навстречу потоку вспомогат. пара. Вследствие перепада концентраций газа и пара в поперечном сечении цилиндра и большего коэф. диффузии для более лёгких молекул происходит обогащение лёгким изотопом части газа, прошедшего сквозь поток пара в левую часть цилиндра. Обогащённая часть выводится из верхней части цилиндра вместе с осн. потоком пара, а оставшаяся в первой половине часть газа движется вдоль диафрагмы и выводится из аппарата. Цилиндрич. пористая диафрагма служит для предотвращения перемешивания обогащённой и обеднённой смеси и для создания регулируемых извне вертикальных потоков газа. Т. о., первичный эффект И. р. возникает при диффузии смеси в радиальном потоке пара. Противоточное движение в вертикальном направлении переводит радиальный эффект И. р. в осевой и обеспечивает умножение эффекта, зависящее от высоты колонны [3].

Термодиффузия. Перепад темп-ры в газе или жидкости вызывает диффузию, приводящую к частичному И. р. Если поток, вызванный термодиффузией, уравновешен противоположным ему потоком, обусловленным диффузией, то первичный коэф. обогащения определяется ф-лой:

$$\varepsilon_0 = \alpha_T \ln (T_1/T_2), \qquad (6)$$

где α_T — постоянная термодиффузии, зависящая от характера межмолекулярного взаимодействия и относит. разности масс молекул. В большинстве газовых смесей в холодной области возрастает концентрация тяжёлого газа, в горячей — лёгкого. Для умножения обычно малого первичного эффекта применяется противоточная термодиффузионная колонна, состоящая из охлаждаемой снаружи вертикальной трубки, внутри к-рой помещается нагреваемая металлич. нить или трубка меньшего диаметра (рис. 3). Разность темп-р вызывает непрерывно идущее поперечное термодиффузионное разделение и одновременно создаёт вертикальную конвекцию газовой смеси: лёгкий изотоп, обогащаемый около нагретой трубки (T_1), уносится восходящим конвективным потоком к верхнему концу колонны, а тяжёлый — увлекается вниз.

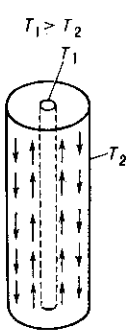


Рис. 3. Термодиффузионная колонна с кольцевым зазором.

При достаточной длине колонны можно достичь почти полного разделения смеси.

Методом термодиффузии получены изотопы (концентрация > 99%): ^{3}He, ^{13}C, ^{15}N, ^{18}O, ^{20}Ne, ^{21}Ne, ^{22}Ne, ^{35}Cl, ^{37}Cl, ^{36}Ar, ^{38}Ar, ^{84}Kr, ^{86}Kr, ^{136}Xe [4, 5]. Термодиффузия в жидком UF_6 применялась в США для обогащения природного урана изотопом ^{235}U до концентрации 1%. Для промышл. И. р. метод термодиффузии неэффективен.

Электролиз воды. При электролизе воды или водных растворов электролитов скорость электролиза D_2O меньше, чем H_2O. В результате в электролите растёт концентрация D (α=6—8). Электролиз воды был первым промышл. методом получения D_2O (электролизный завод в Норвегии в 40-х гг. производил тонны D_2O в год). Для получения чистой D_2O применяют электролитич. каскад из 15 ступеней в сочетании с изотопным обменом (см. ниже) на первых 3 ступенях. Электролиз требует значит. затрат электроэнергии (на 1 кг D_2O 125000 кВт·ч). Электролиз можно применять для отделения T от H (α=14). Для др. элементов электролиз неэффективен, т. к. $\alpha \approx 1$ [5].

Миграция ионов. При прохождении электрич. тока через электролит (водный раствор, расплав соли) более подвижные ионы концентрируются у катода. Первичный эффект обогащения (для большинства элементов $\varepsilon < 10^{-2}$) может быть умножен в противоточных ячейках [3].

Центрифугирование. В центрифуге, вращающейся с большой скоростью, более тяжёлые частицы под влиянием центробежной силы концентрируются у периферии, более лёгкие — у оси ротора. Во вращающемся газе устанавливается равновесное распределение плотности $n = n_0 \exp(M\omega^2 r^2/2RT)$, где ω — угловая скорость, r — радиус вращения, n_0 — плотность при r=0. В смеси двух идеальных газов с молекулярными массами M_1 и M_2, помещённой во вращающийся полый цилиндр (ротор), распределение устанавливается для каждого газа независимо. Поэтому макс. коэф. разделения в радиальном направлении:

$$\alpha_0 = \frac{n_{10}/n_1}{n_{20}/n_2} = \exp(\Delta M v^2/RT), \qquad (7)$$

где v — линейная скорость вращения ротора радиуса r_0. Т. к. α_0 зависит от ΔM, метод наиболее пригоден для И. р. тяжёлых элементов, где ΔM выше.

Для умножения первичного эффекта применяется противоточная циркуляция смеси внутри ротора, преобразующая радиальное обогащение в аксиальное и позволяющая производить отбор обогащённой и обеднённой фракций вблизи торцевых крышек ротора. Разделит. мощность центрифуги ограничена макс. теоретич. значением: $\rho D(\Delta M v^2/2RT)^2 \pi z/2$, где ρ — плотность, D — коэф. взаимной диффузии изотопов, z — длина ротора. В разделит. каскадах применяется параллельное соединение центрифуг в ступени.

Центрифуги использовались впервые Линдеманом и Астоном в 1919, в дальнейшем для частичного И. р. Cl, Br, Xe, U. Программы развития метода центрифугирования для обогащения U есть в странах Европы, в США и Японии [2].

Для обогащения ^{235}U используют эффект разделения, создаваемый центробежными силами при искривлении потока UF_6 (разделит. сопло в ФРГ, вихревая трубка в ЮАР). Для увеличения первичного эффекта к UF_6 добавляют лёгкий вспомогат. газ (H_2 или He), увеличивающий скорость UF_6 в потоке смеси. При этом возрастают и действующие на UF_6 центробежные силы и ε_0 в 4—8 раз выше, чем в случае газовой диффузии [2, 4].

Физико-химические методы [6]

Ректификация (дистилляция, фракционная перегонка). Метод основан на различии в равновесном изотопном составе жидкой и газообразной фаз. В большинстве случаев в паре концентрируется лёгкий изотоп. Коэф. разделения ε можно оценить из полуэмпирич. ур-ния Бигелейзена:

$$\ln \alpha = \frac{A}{24} \left(\frac{\hbar^2}{2\pi k T} \right)^2 \left(\frac{1}{M_1} - \frac{1}{M_2} \right), \qquad (8)$$

где A — константа, зависящая от строения молекулы. Эффект разделения умножается в ректификац. колоннах благодаря противотоку фаз. Ректификация применяется для произ-ва обогащённых изотопов лёгких эле-

ментов (D, ^{10}B, ^{11}B, ^{13}C, ^{15}N, ^{18}O). Наиб. эффективная низкотемпературная ректификация, напр. в смесях H_2—D_2; ^{13}Co—^{12}Co и др.

Изотопный обмен основан на хим. реакциях, при к-рых происходит термодинамически равновесное перераспределение изотопов к.-л. элемента между реагирующими веществами. Так, напр., при контакте HCl с HBr, в к-рых первонач. содержание дейтерия в водороде было одинаковым, в результате обменной реакции в HCl содержание D будет неск. выше, чем в HBr. Применение неск. каскадов позволяет получать дейтерий и обогащённые отд. изотопами смеси для др. лёгких элементов (^{6}Li, ^{7}Li, ^{10}B, ^{11}B, ^{13}C, ^{15}N, ^{18}O). Разрабатывается метод обогащения ^{235}U с использованием ионообменной реакции между U в смоле и U в растворе ($\varepsilon_0 = 1{,}5 \cdot 10^{-3}$) [2, 4].

Достоинства молекулярно-кинетич. и физ.-хим. методов: возможность экономичного И. р. в промышл. масштабах и практически полное использование вещества в 1 цикле разделения. Недостатки: необходимость газовой фазы (не все элементы образуют стойкие газообразные соединения); значит. кол-во смеси; неуниверсальность установок; разделит. каскады и колонны должны содержать значит. кол-ва концентрируемых изотопов.

Лит.: 1) Атомная наука и техника в СССР, М., 1977; 2) Виллани С., Обогащение урана, М., 1983; 3) Розен А. М., Теория разделения изотопов в колоннах, М., 1960; 4) Шемля М., Перье Ж., Разделение изотопов, пер. с франц., М., 1980; 5) Рабинович Г. Д., Разделение изотопов и других смесей термодиффузией, М., 1980; 6) Андреев Б. М., Зельвенский Я. Д., Катальников С. Г., Разделение стабильных изотопов физико-химическими методами, М., 1982; 7) Ehrfeld W., Elements of flow and diffusion processes in separation nozzles, B.— [a. o.], 1983.

А. А. Сазыкин.

Электромагнитные методы

Собственно электромагнитный метод основан на том же принципе, что и *масс-спектрометр*. Любой масс-спектрометр является миниатюрной установкой для И. р. Для получения больших кол-в изотопов служат крупные установки (амер. термин к а л ю т р о н ы), работающие по принципу масс-спектрометра Демпстера (рис. 4) [1—4]. В однородном магн. поле с напряжённостью H расстояние d между фокусами соседних изотопов с массами M и $M+\Delta M$ и зарядом Ze (дисперсия) составляет:

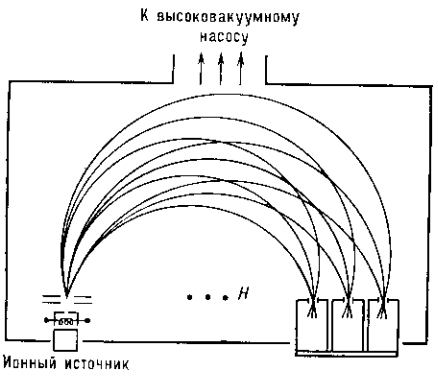


Рис. 4. Принципиальная схема электромагнитного сепаратора.

$$d = \rho\,\Delta M/M; \quad \rho = \frac{c}{H}\left(\frac{2MV}{Ze}\right)^{1/2}. \qquad (9)$$

Здесь ZeV — энергия иона (все величины выражены в системе единиц СГСЕ), а ширина фокуса каждого изотопа (аберрация):

$$\delta = \rho \sin^2(\varphi/2) \approx \frac{1}{4}\rho\varphi^2, \qquad (10)$$

где φ — угол раствора ионного пучка в плоскости, перпендикулярной H. И. р. возможно только при $\delta < d$, т. е. в однородном поле H — при $\varphi < 2(\Delta M/M)^{1/2}$. Для увеличения φ и обеспечения тем самым большей производительности разделит. установки применяют неоднородные (т. н. безаберрационные) магн. поля [1—3, 5], с помощью к-рых удаётся хорошо фокусировать пучки ионов с $\varphi \approx (25—30)°$ и энергией ионов 25—40 кэВ. Производительность Q разделит. установки (в идеальном случае) связана с силой тока I пучка однозарядных ионов выражением:

$$Q = 0{,}89\,AC_0I \text{ (г/сутки)}. \qquad (11)$$

Здесь A — ат. масса разделяемого элемента, C_0 — относит. концентрация выделяемого изотопа в исходной смеси (I в A). Промышл. установки позволяют накапливать до неск. десятков г изотопов в сутки. При этом коэф. обогащения в 1 цикле разделения $\alpha = C/C_0 \sim 10—10^3$ (C — относит. концентрация изотопа в обогащённой смеси). Типичные размеры вакуумной камеры (в м): $3 \times 1{,}5 \times 0{,}4$.

Ток I определяется гл. обр. фокусировкой пучка, к-рая в безаберрационном магн. поле зависит от компенсации пространств. заряда пучка. Если бы расталкивание ионов пучка собств. пространств. зарядом не было скомпенсировано, то обусловленная им аберрация пучка могла бы быть меньше дисперсии лишь при очень малом I. В действительности возможна нейтрализация пространств. заряда электронами, образуемыми самим пучком в остаточном газе камеры (давление $p = 10^{-5}$ мм рт. ст.). Если бы ток I был постоянным во времени, то компенсация пространств. заряда, установившись (для этого достаточно $\sim 10^{-4}$ с), сохранялась бы. Этому, однако, препятствуют колебат. процессы как в самом пучке, так и в ионном источнике. Вследствие этого плотность ионного тока (при определ. условиях) колеблется так быстро, что вызывает динамич. декомпенсацию пространств. заряда, резко нарушающую процесс И. р. Исследование динамич. декомпенсации [4] позволило осуществить И. р. разл. элементов при макс. токе (для элементов ср. масс — до неск. сотен мА).

В ионном источнике пары рабочего вещества ионизуются в газовом разряде, горящем в продольном магн. поле. Возникающие ионы извлекаются из разряда электрич. полем, ускоряются и поступают в разделит. камеру в виде сформированного ионного пучка. Вследствие неполной ионизации паров и наличия в пучке ионов с разл. кратностью заряда коэф. использования рабочего вещества обычно $\sim 20—50\%$.

В приёмнике ионов [5] пучки изотопов попадают на стенки изотопных «карманов» и оседают на них в виде нейтральных атомов. *Распыление* накопленного вещества и отражение ионов от стенок карманов обусловливают неполное улавливание вещества, переносимого ионным пучком. Накопленное вещество извлекается из приёмника хим. методами. Коэф. улавливания и извлечения вещества $\approx 50—80\%$. Т. о., коэф. использования вещества в 1 цикле И. р. от 10 до 40%.

Электромагн. методом осуществляется разделение как стабильных, так и радиоактивных изотопов. Для разделения тяжёлых элементов иногда применяются установки с меньшей производительностью, но с повышенной дисперсией, в к-рых коэф. разделения α достигает 1000. В одной из таких установок [1] с поворотом пучка на 225° в магн. поле $d = 20$ мм на 1% относит. разности масс и $\varepsilon = 1000$ для U и Pu при $I = 10$ мА. Существует двухкаскадный масс-сепаратор, в к-ром фокус пучка ионов изотопа в конце первого каскада служит источником пучка для 2-го каскада; полный угол отклонения пучка $\sim 250°$; для ^{235}U $\varepsilon = 1400$. Существуют калютроны с уменьшенной производительностью (на $\sim 50\%$), но с увеличенной (в 1,5 раза) дисперсией, с углом поворота пучка на 255°. Для разделения стабильных изотопов применяются также малые установки с углом поворота пучка 60° и 90°.

В случае короткоживущих изотопов (период полураспада $T_{1/2} \leqslant 20$ мс) первичные ионы, создаваемые в

ядерных реакциях, вводятся непосредственно в масс-сепаратор (экспресс-информация).

Осн. преимущества метода: высокий коэф. обогащения в 1 цикле; возможность одновременного разделения всех изотопов; универсальность, позволяющая переключать одну и ту же установку для разделения стабильных и радиоактивных изотопов. Недостатки: малые производительность и коэф. использования вещества; большие энергетич. и эксплуатац. затраты.

Электромагн. методом осуществлено разделение практически всех стабильных изотопов. В СССР существует Государственный фонд стабильных изотопов.

Лит.: 1) Арцимович Л. А., Избр. труды, М., 1978; 2) Арцимович Л. А., Лукьянов С. Ю., Движение заряженных частиц в электрических и магнитных полях, М., 1972; 3) Proceedings of the 10-th International Conference on Electromagnetic isotope separators and techniques related to their applications, «Nucl. Instr. and Meth.», 1981,v. 186, № 1/2; 4) Незлин М. В., Динамика пучков в плазме, М., 1982; 5) Сысоев А. А., Физика и техника масс-спектрометрических приборов и электромагнитных установок, М., 1983.

М. В. Незлин.

Ионный циклотронный резонанс. В однородном магн. поле H ион с энергией $\mathcal{E}_и$ и массой M движется по круговой орбите с *циклотронной частотой* Ω и радиусом

$$r_H = \left(\frac{2\mathcal{E}_и}{M}\right)^{1/2} \Big/ \Omega.$$

Если при этом на смесь ионов действует переменное электрич. поле с частотой ω, то энергию поглощают ионы, находящиеся в резонансе с полем: $\Omega=\omega$. При этом r_H возрастает, что позволяет отделить эти ионы от других (см. *Циклотронный резонанс*).

Для реализации метода требуется протяжённый столб плазмы диаметром $2r_{H_{макс}}$. Для И. р. U при $H=1$ Тл и $kT=10$ эВ приемлема плотность плазмы $n\sim10^{12}$—10^{13} ионов·см$^{-3}$. Для И. р. K при $n=10^{10}$—10^{11} ионов·см$^{-3}$ при обогащении ^{41}K $\alpha\approx10$ [1].

Плазменное разделение. Используется вращение плазмы под действием силы Лоренца или магн. сжатие плазмы бегущей высокочастотной волной. В плазменной центрифуге могут быть получены высокие центробежные ускорения (до 10^8 м/с^2), но при очень высокой темп-ре (напр., 50 000 К). Для изотопов Kr, Ar, Ne, U $\alpha\approx1{,}1$—$1{,}3$.

Оптические методы. Основаны на изотопич. сдвиге спектральных линий поглощения электромагн. излучения. Если длина волны λ падающего на изотопную смесь атомов или молекул монохроматич. света совпадает с линией поглощения одного из изотопов, то свет поглощают только атомы этого изотопа, переходя в возбуждённое состояние. Возбуждённые атомы отделяют от невозбуждённых фотохим. и физ. методами (фотоионизация, фотолиз). Ввиду избирательности поглощения значение α может быть высоким. Достигнутая в первичном акте селективность на практике может ухудшаться из-за обмена энергией возбуждения или зарядами при столкновении с др. изотопом, вторичных хим. реакций и др. Первые опыты К. Цубера (K. Zuber, 1935, фотохим. окисление) дали для обогащения ^{200}Hg и ^{202}Hg $\alpha\approx4$.

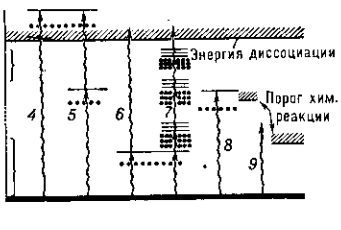


Рис. 5. Принцип лазерного И. р. с использованием молекул: *1* — основное состояние молекул; *2* — колебательные уравнения; *3* — электронные уровни; *4* — одноступенчатый фотолиз; *5, 6* — двухступенчатый фотолиз; *7* — многофотонная диссоциация; *8, 9* — разделение изотопов происходит в результате химической реакции.

Для оптич. И. р. используются лазеры. Лазерное излучение можно применять для селективного возбуждения электронных уровней атомов или колебат. уровней молекул (рис. 5). Если электронный уровень выше порога диссоциации, для распада молекулы достаточно одного фотона (одноступенчатый фотолиз); пример — обогащение D и ^{13}C при фотолизе формальдегида. При возбуждении на уровень (электронный или колебательный) ниже порога диссоциации необходим второй фотон с λ, достаточной для диссоциации (двухступенчатый фотолиз); примеры: обогащение ^{14}N, ^{15}N и ^{10}B, ^{11}B, при фотолизе NH_3 и BCl_3 под действием ИК-излучения CO_2-лазера и прошедшего через оптич. фильтр УФ-излучения искры или лампы-вспышки; фотолиз UF_6 с помощью ИК-излучения ($\lambda=16$ мкм) и УФ-лазеров [1]. Для многоатомных молекул возможна многофотонная диссоциация под действием только ИК-излучения; примеры: обогащение изотопами при воздействии излучения CO_2-лазера на SF_6 (^{32}S, ^{34}S), CF_3 (^{13}C, ^{12}C), BCl_3 (^{10}B, ^{11}B), SiF_4 (^{28}Si, ^{29}Si, ^{30}Si), CCl_4 (^{13}C, ^{35}Cl, ^{37}Cl) и др. При возбуждении на электронный или колебат. уровень выше порога хим. реакции возможно ускорение реакции; примеры: обогащение ^{14}N, ^{15}N в реакции N_2+O_2 и ^{10}B, ^{11}B в реакции BCl_3+H_2S.

Для И. р. с использованием ат. паров металла необходимы *лазер на красителях* и УФ-лазер. Первый (излучающий обычно в видимой части спектра) производит селективное возбуждение одного изотопа, второй — ионизацию возбуждённых атомов. Полученные ионы отклоняются электромагн. полем к коллектору. Нейтральные пары собирают на др. коллекторе. Процесс лазерной фотоионизации атомов применён для изучения И. р. Rb, Li, Ca, Nd, Sm, Eu, Cd, Dy, Er, Yb, U.

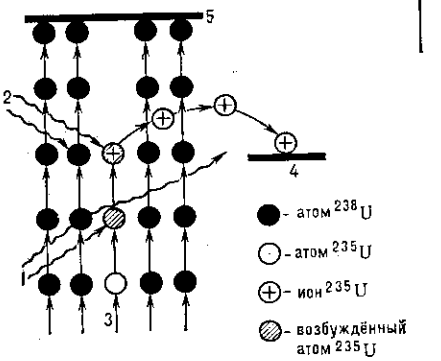


Рис. 6. Схема лазерного обогащения ^{235}U фотоионизацией: *1* — излучение возбуждающего лазера; *2* — излучение ионизирующего лазера; *3* — поток атомных паров; *4* — коллектор ионов; *5* — конденсатор пара.

Достоинства лазерного И. р.: универсальность, возможность воздействия только на 1 изотоп (в США есть программа разработки лазерной технологии обогащения природного урана методом фотоионизации паров ^{235}U (рис. 6).

Лит.: Импульсные CO_2-лазеры и их применение для разделения изотопов, М., 1983; Басов Н. Г. и др., Новые методы разделения изотопов, «УФН», 1977, т. 121, с. 427; Карлов Н. В. и др., Селективная фотоионизация атомов и ее применение для разделения изотопов и спектроскопии, «УФН», 1979, т. 127, с. 593.

А. А. Сазыкин.

ИЗОТОПЫ (от греч. ísos — равный, одинаковый и topós — место) — разновидности атомов одного и того же хим. элемента, атомные ядра к-рых имеют одинаковое число протонов (Z) и разл. число нейтронов (N). (И.— *нуклиды* одного элемента.) И. наз. также ядра таких атомов. И. занимают одно и то же место в периодич. системе элементов (отсюда назв.). По своим ядерным свойствам (спектр энергетич. уровней, способность вступать в те или иные ядерные реакции и др.) И., как правило, имеют мало общего между собой. В подавляющем большинстве случаев вещества, различающиеся только изотопным составом, обладают одинаковыми хим. и почти одинаковыми физ. свойствами, т. к. на структуру электронной оболочки атома влияет практически только заряд ядра. Поэтому выделение к.-л. И. из природной смеси, напр. ^{235}U (0,7%) и ^{234}U (0,05%) из природного урана, к-рый содержит гл. обр. ^{238}U (99,25%), является сложной задачей, для решения к-рой используются небольшие различия в скоростях испарения, диффузии и др. методы (см. *Изотопов разделение*).

Исключением являются И. лёгких элементов. И. водорода ^{1}H, ^{2}H, ^{3}H столь сильно отличаются по массе, что физ. и даже хим. свойства H разного изотопного состава различны. Поэтому они получили самостоят. назв.: ^{1}H наз. протием, ^{2}H — *дейтерием* D (ядро — *дейтроном* d), ^{3}H — *тритием* T (ядро — *тритоном* t). Развитие *масс-спектроскопии* позволило обнаружить у многих элементов по неск. стабильных И. В дальнейшем было установлено, что число стабильных И. у чётных (по Z) элементов может достигать 10 (напр., Sn). У нечётных оно $\leqslant 2$. Для всех элементов искусственно получены радиоакт. И. У нек-рых элементов их число достигает 20—30 (см. табл. в ст. *Нуклид*).

Содержание отд. И. в их естеств. смеси испытывает небольшие колебания. Эти колебания у лёгких элементов связаны, как правило, с изменением изотопного состава при испарении, растворении, диффузии и т. д. Для Pb колебания изотопного состава объясняются разл. содержанием в разных источниках (руды, минералы и др.) родоначальников естеств. радиоактивных рядов (см. *Радиоактивность*).

Лит. см. при ст. *Нуклид*.

ИЗОФО́Т — линия равной освещённости, выраженной в *фотах*.

ИЗОХО́РНЫЙ ПРОЦЕ́СС (изохорический процесс) (от греч. isos — равный, одинаковый и chóra — пространство) — термодинамич. процесс, происходящий в системе при пост. объёме; на термодинамич. диаграмме изображается изохорой.

И. п. осуществляется в газах и жидкостях, находящихся в замкнутом сосуде с неизменным объёмом. При И. п. система не совершает работы и подведённая теплота dQ целиком расходуется на изменение внутр. энергии: $dU=dQ$, следовательно, $dQ=C_V dT$; $C_V=(\partial U/\partial T)_V$ — теплоёмкость при пост. объёме, к-рая всегда меньше теплоёмкости при пост. давлении. В идеальном газе при И. п. давление пропорц. темп-ре (*Шарля закон*). Для неидеального газа закон Шарля не справедлив, т. к. часть сообщённой газу теплоты идёт на увеличение энергии взаимодействия частиц. Изменение энтропии при И. п. равно

$$S_2-S_1=\int_{T_1}^{T_2}(C_V/T)\,dT.$$

Лит. см. при ст. *Термодинамика*. *Д. Н. Зубарев.*

ИЗОХРО́ННОСТЬ КОЛЕБА́НИЙ (от греч. isos — равный, одинаковый и chrónos — время) — независимость периода собственных колебаний к.-л. колебат. системы от амплитуды этих колебаний. И. к.— характерное свойство линейных систем. Поскольку все реальные колебат. системы ведут себя как линейные только в пределах огранич. области малых амплитуд колебаний, то и И. к. соблюдается только для малых амплитуд колебаний. В нелинейных системах И. к., строго говоря, не реализуется. Однако практически с заданной степенью точности всегда можно считать, что для достаточно малых амплитуд колебаний и в нелинейных системах имеет место И. к. (напр., колебания маятника практически можно считать изохронными, пока амплитуда его угл. отклонений достаточно мала).

ИЗОХРО́ННЫЙ ЦИКЛОТРО́Н (релятивистский циклотрон) — циклотрон, в к-ром частота обращения частицы не меняется с ростом её энергии и релятивистской массы. Постоянство частоты обращения обеспечивается сложным законом изменения магн. поля магнита по радиусу и азимуту. Частота обращения ω связана со ср. магн. полем $\langle H(r)\rangle$ на радиусе r и полной релятивистской энергией $\mathcal{E}=mc^2$ (m — релятивистская масса частицы) соотношением: $\omega=ce\langle H(r)\rangle/\mathcal{E}$, где e — заряд частицы. Для постоянства частоты с ростом энергии необходим рост $\langle H(r)\rangle$ с увеличением радиуса, к-рый неизбежно приводит к дефокусировке по вертикали. Для её компенсации вводится сильная вариация магн. поля по азимуту (φ), $H=H(r,\varphi)$, обеспечивающая *знакопеременную фокусировку*. Азимутальная вариация поля реализуется обычно с помощью секторной структуры магнита. И. ц. применяются для ускорения тяжёлых частиц (протонов, ионов). Крупнейшие И. ц.— на 600 МэВ (протоны) в Швейцарии, на 520 МэВ (протоны) в Канаде. См. *Ускорители заряженных частиц*.

Э. Л. Бурштейн.

ИЗОЭЛЕКТРО́ННЫЙ РЯД — ряд, состоящий из атомов и ионов разл. хим. элементов, имеющих одинаковое число электронов. И. р. являются, напр., водородоподобные атомы, ряд Li, Be^+, B^{2+}, ... Члены И. р. обладают сходными спектрами и др. оптич. свойствами. См. также *Атом*.

ИЗОЭНТАЛЬПИЙНЫЙ ПРОЦЕ́СС — термодинамич. процесс, происходящий при пост. *энтальпии*, напр. протекание газа через пористую перегородку при отсутствии теплообмена с окружающими телами (см. *Джоуля — Томсона эффект*). Изображается на диаграмме состояния изоэнтальпой.

ИЗОЭНТРОПИЙНЫЙ ПРОЦЕ́СС — термодинамич. процесс, происходящий при пост. *энтропии* системы: то же, что обратимый *адиабатический процесс*. Изображается на диаграмме состояния изоэнтропой (адиабатой).

ИЛЛЮ́ЗИИ ОПТИ́ЧЕСКИЕ (зрительные иллюзии) — типичные случаи резкого несоответствия между зрительным восприятием и реальными свойствами наблюдаемых объектов. И. о. свойственны здоровому зрительному аппарату, чем они отличаются от галлюцинаций. Известно более сотни И. о., но общепринятой

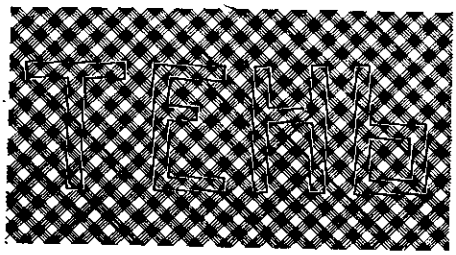


Рис. 1. Благодаря влиянию фона буквы кажутся расположенными косо.

классификации их нет; убедительных объяснений большей части И. о. также пока не существует.

По механизму возникновения И. о. можно разделить на такие, к-рые возникают благодаря несовершенству глаза как оптич. прибора (именно этот класс соответствует термину И. о.), и на те И. о., за возникновение к-рых ответствен весь зрительный аппарат, включая его мозговые отделы. К первым относятся кажущаяся лучистая структура ярких источников малого размера (напр., звезды); наблюдаемые иногда радужные кромки предметов из-за неисправленного хроматизма хрусталика и т. п. Подавляющая часть И. о. принадлежит ко второй группе, т. е. их возникновение связано с особенностями обработки зрительной информации на разл. этапах зрительного восприятия. Первым этапом этой обработки считается выделение сигнала из фона, и ошибки восприятия, связанные с ним, можно отнести к И. о. (т. н. оптич. обман). На существовании таких И. о. основано применение защитной окраски при маскировке, к-рая широко распространена в животном мире (мимикрия). С процессом выделения сигнала из фо-



Рис. 2. Неоднозначная классификация зрительных впечатлений: наблюдатель видит либо вазу, либо два силуэта.

на, а также и со следующим этапом — с классификацией сигналов связаны И. о., в к-рых структурный или сплошной фон приводит к ошибкам выявления фигур или к ошибкам оценки их параметров (яркости, формы, взаимного расположения и пр.; рис. 1). И. о., связанные с возможной неоднозначной классификацией зрительных впечатлений, представлены на рис. 2. Наконец, распространены И. о., связанные с ошибками в третьем

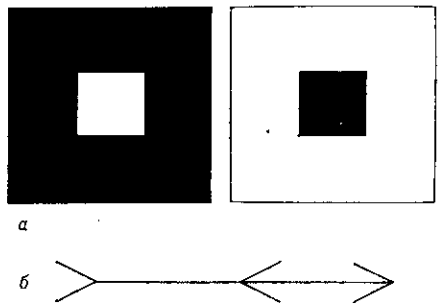


Рис. 3. Примеры ошибок в оценке характеристик объектов: *а* — иллюзия иррадиации: белый квадрат кажется больше равного ему чёрного; *б* — стрелы Мюллера — Лиера: отрезки равны, хотя кажутся неравными.

этапе обработки зрительной информации — в оценке характеристик рассматриваемых объектов (площади, длины, углов, цвета; рис. 3), а также с перспективными искажениями (рис. 4); часто возникает т. н. иллюзия иррадиации (рис. 3), т. е. кажущееся увеличение размеров светлых предметов сравнительно с равными им тёмными. И. о., связанные с ошибками в оценке площадей, длин и углов, часто выделяют в отд. группу геом. И. о.

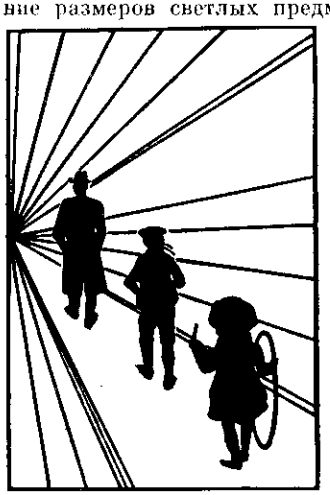


Рис. 4. Фигура девочки, кажущаяся самой маленькой, наибольшая.

При движении или изменении во времени наблюдаемого объекта процесс зрительного восприятия усложняется, что в ряде случаев приводит к неадекватному отражению движения объектов. И. о. такого рода можно выделить в группу динамических. Долгое наблюдение за движущимся предметом и внезапное прекращение наблюдения за ним приводит к иллюзии движения этого предмета в обратном направлении (напр., если смотреть нек-рое время на водопад и потом закрыть глаза, то можно увидеть струю воды, поднимающуюся вверх, т. н. эффект водопада, известный ещё Аристотелю). К этому же классу И. о. относится появление ощущения цвета при наблюдении модулированного по времени светового потока белого света, напр. при вращении разделённого на чёрные и белые сектора диска (т. н. диск Бенхема), и ряд аналогичных И. о. К динамич. И. о. принадлежат И. о., связанные с инерцией зрения, т. е. со свойством глаза сохранить зрительное впечатление ок. 0,1 с. Примерами таких И. о. являются все виды *стробоскопического эффекта*, а также наблюдение следа от быстро движущегося светящегося источника и пр. На использовании И. о., связанных с инерцией зрения, основаны кинематограф и телевидение.

Лит.: Артамонов И. Д., Иллюзии зрения, 3 изд., М., 1969; Толанский С., Оптические иллюзии, пер. с англ., М., 1967; Грегори Р. Л., Разумный глаз, пер. с англ., М., 1972; Пэдхем Ч., Сондерс Дж., Восприятие света и цвета, пер. с англ., М., 1978; Рок И., Введение в зрительное восприятие, пер. с англ., кн. 1—2, М., 1980.

А. П. Гагарин, Н. Ф. Подвигин.

ИММЕРСИО́ННАЯ СИСТЕ́МА — объектив микроскопа, у к-рого пространство между объективом (или покровным стеклом) и наружной поверхностью фронтальной (первой) линзы заполнено прозрачной, т. н. иммерсионной жидкостью, показатель преломления к-рой $n>1$. Использование иммерсионной жидкости повышает числовую *апертуру* объектива и как следствие — *разрешающую способность* микроскопа. Числовая апертура $A=n\sin u$, где n — показатель преломления среды между покровным стеклом и наружной поверхностью линзы, u — половина угла между крайними лучами, входящими в объектив. У «сухой» системы средой между покровным стеклом и наружной поверхностью линзы является воздух ($n=1$), поэтому $A\leqslant 1$. Использование иммерсионной жидкости в И. с. позволяет повышать A до 1,6. В совр. *объективах* микроскопа в качестве иммерсионной жидкости используются вода, спец. иммерсионное масло (масляная иммерсия), водный раствор глицерина (при работе в УФ-области спектра), иодметилен (для петрографии). Каждый объектив рассчитывается на применение одной определ. иммерсионной жидкости, замена её приводит к существенному ухудшению качества изображения. Кроме повышения апертуры использование И. с. уменьшает засветку изображения, вызываемую светом, отражённым от наружной поверхности фронтальной линзы объектива или от поверхности прозрачной плёнки, покрывающей изучаемый объект при наблюдении в отражённом свете.

Лит. см. при ст. *Микроскоп.* *А. П. Грамматин.*

ИММЕРСИО́ННЫЙ МЕ́ТОД (от лат. immersio — погружение) — метод определения показателей преломления n мелких зёрен (~ неск. мкм) твёрдых тел под *микроскопом*. Зёрна исследуемого вещества погружают в нанесённые на предметное стекло капли разл. жидкостей с известным n. Наблюдая под микроскопом эти препараты, подбирают жидкость, наиб. близкую по n к данному веществу. Для сравнения n твёрдого вещества и жидкости пользуются методом Бекке, косым освещением или методом двойного диафрагмирования. В последнем методе в световой пучок вводят два экрана с прямолинейным краем (диафрагмы); один из экранов помещается под препаратом, другой — над объективом микроскопа. При этом видимые в микроскоп осколки твёрдого вещества кажутся как бы односторонне освещёнными; положение их светлых и тёмных краёв зависит от соотношения n твёрдого вещества и жидкости. Необходимое для измерений равенство этих n достигается применением монохроматич. света с разл. длинами волн и отмечается по исчезновению одностороннего освещения или полоски Бекке. Использование одной только диафрагмы (верхней или нижней) даёт косое освещение, вызывающее такой же эффект, как и диафрагмирование, но не во всём поле зрения одновременно.

Точность И. м. порядка 0,001; форма и характер поверхности исследуемого зерна не оказывают существенного влияния. В И. м. применяют иммерсионный набор жидкостей с n от 1,408 до 2,15 и прозрачные сплавы с n до 2,7. И. м. используют для установления чистоты соединений, определения твёрдых фаз в смесях веществ и пр. И. м. широко применяется при изучении минералов и горных пород.

Лит.: Иоффе Б. В., Рефрактометрические методы химии, 2 изд., Л., 1974; Татарский В. Б., Кристаллооптика и иммерсионный метод..., М., 1965; Сахарова М. С., Черкасов Ю. А., Иммерсионный метод минералогических исследований, М., 1970.

ИМПЕДА́НС (англ. impedance, от лат. impedio — препятствую) (комплексное сопротивление) — аналог электрич. сопротивления для гармонич. процессов. Различают И. элемента цепи перем. тока (И. двухполюсника) и И. к.-л. поверхности в монохроматич. эл.-магн. поле (полевой И., поверхностный И.).

Понятие И. было введено в электродинамику О. Хевисайдом (O. Heaviside) и О. Лоджем (O. Lodge), понятие полевого И.— С. Щелкуновым (S. Schelkunoff, 1938). Импедансные характеристики используют не только в электродинамике, их вводят для описания

линий передачи волновых возмущений любой природы (см., напр., *Импеданс акустический*).

Импеданс двухполюсника. В теории электрич. цепей любую часть цепи, состоящую из пассивных линейных элементов (таких, как сопротивления r, индуктивности L, ёмкости C, трансформаторы) и имеющую две точки (полюса) подключения к остальной цепи (рис. 1), в случае квазистационарных гармонич. процессов с зависимостью от времени $\sim\exp(i\omega t)$ можно рассматривать как пассивный двухполюсник, все внеш. свойства к-рого описываются одной комплексной величиной Z, наз. И. двухполюсника и равной

$$Z(\omega)=V/I=R(\omega)+iX(\omega).$$

Здесь V — комплексная амплитуда напряжения между полюсами 1 и 2, I — комплексная амплитуда тока в направлении от полюса 1 к полюсу 2; R — веществ. часть импеданса (активное сопротивление), X — мнимая часть И. (реактивное сопротивление, реактанс). Модуль И. $|Z|=(R^2+X^2)^{1/2}$ наз. полным сопротивлением двухполюсника. В СИ И. измеряется в Омах, в *Гаусса системе единиц* имеет размерность, обратную скорости. Иногда наряду с И. Z используют обратную ему величину $\sigma=Z^{-1}$, наз. адмитансом.

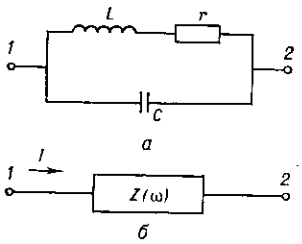


Рис. 1. Электрическая цепь, включающая пассивные линейные элементы и имеющая два полюса: *а* — схема цепи; *б* — эквивалентный двухполюсник с импедансом $Z(\omega)$.

Активное сопротивление R ответственно за потери энергии, поступающей в двухполюсник. Мощность потерь P (средняя за период колебаний $T=2\pi/\omega$) выражается соотношением

$$P=R\,|I|^2/2.$$

Реактанс характеризует величину энергии, пульсирующей с частотой 2ω (и потому в среднем за период равной нулю), накапливаемой в двухполюснике и отдаваемой обратно источнику. Знак реактанса определяется зависимостью от времени: в технике и прикладной физике (и в данной статье) полагают её $\sim\exp(i\omega t)$, в теоретич. физике обычно принимают $\sim\exp(-i\omega t)$.

В случае чисто индуктивного двухполюсника (*индуктивное сопротивление*) $X=X_L=\omega L$ (в СИ; в системе единиц Гаусса $X_L=c^{-2}\omega L$), а для чисто ёмкостного (*ёмкостное сопротивление*) $X=X_C=-(\omega C)^{-1}$. Различие в знаках порождается дуальной асимметрией *Максвелла уравнений* ($\boldsymbol{E}\to\boldsymbol{H}$, $\boldsymbol{H}\to-\boldsymbol{E}$) и отражает соотношение между фазами напряжений и токов: ток в идеальной катушке самоиндукции отстаёт по фазе на $\pi/2$ от приложенного напряжения, а ток через идеальный конденсатор опережает на тот же угол напряжение, создаваемое на его обкладках. Правила сложения И. при последоват. и параллельном их соединении такие же, как и в случае обычных омических сопротивлений: при последоват. соединении двухполюсников складываются И. Z, а при параллельном — адмитансы Z^{-1}. Напр., для двухполюсника, изображённого на рис. 1*а*, имеем:

$$Z^{-1}=(r+i\omega L)^{-1}+i\omega C.$$

Матрица импеданса. Разветвлённую электрич. цепь, имеющую более двух точек подключения, наз. многополюсником [если число пар точек подключения (входов) равно N, то цепь наз. $2N$-полюсником]. На входах многополюсника должны быть заданы направления отсчёта напряжений и токов (рис. 2). Если многополюсник включает в себя только линейные, пассивные и взаимные элементы, то для квазистационарных гармонич. процессов все его внеш. свойства описываются матрицей импеданса $\|Z_{\alpha\beta}\|$, связывающей комплексные амплитуды напряжений и токов на входах при произвольном подключении к когерентным источникам:

$$V_\alpha=\sum_{\beta=1}^{N}Z_{\alpha\beta}I_\beta,\quad \alpha=1,\ 2,\ \ldots,\ N.$$

Напр., для четырёхполюсника, изображённого на рис. 3, *а*, элементы матрицы И. равны: $Z_{11}=Z_1+Z_3$, $Z_{22}=Z_2+Z_3$, $Z_{12}=Z_{21}=Z_3$. В силу *взаимности принципа* матрица $\|Z_{\alpha\beta}\|$ симметрична, т. е. $Z_{\alpha\beta}=Z_{\beta\alpha}$.

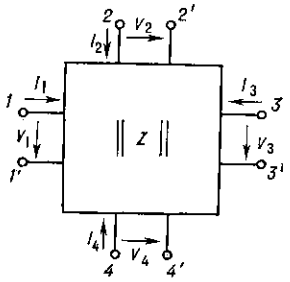


Рис. 2. Многополюсник, все внешние свойства которого задаются матрицей импеданса $\|Z\|$.

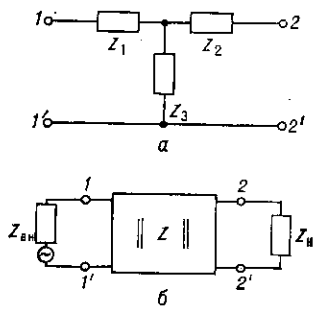


Рис. 3. Четырёхполюсник: *а* — эквивалентная схема; *б* — схема для определения входного импеданса.

Входной импеданс. Свойства многополюсников можно описать и с помощью т. н. входных И. отд. входов. При этом по отношению к выбранному входу многополюсник рассматривают как двухполюсник, а все остальные входы считают нагруженными произвольными И. $Z_{н\beta}$. Поэтому входные И. являются ф-циями не только частоты, но и нагрузочных И. Так, для четырёхполюсника, приведённого на рис. 3:

$$Z_{вх1}=Z_{11}-\frac{Z_{12}Z_{21}}{Z_{22}+Z_{н2}}.$$

Для согласования произвольной нагрузки $Z_н$ с источником, имеющим внутр. И. $Z_{вн}$, используют недиссипативные четырёхполюсники (без поглощающих элементов), добиваясь выполнения условия $Z_{вх}(Z_н)=Z^*_{вн}$ (* означает комплексное сопряжение). При этом достигается макс. передача энергии от источника к нагрузке (кпд равен 50%, остальная энергия поглощается внутри источника). Если требуется обеспечить высокий кпд передачи, выбирают такой согласующий четырёхполюсник, чтобы выполнялись условия: $R_{вх}(Z_н)\gg R_{вн}$, $X_{вх}(Z_н)=-X_{вн}$.

Волновой импеданс. Входной И. четырёхполюсника, удовлетворяющий условию $Z_{вх}(Z_н=Z_в)=Z_н=Z_в$, наз. волновым импедансом, ибо в бесконечной цепочке, составленной из одинаковых четырёхполюсников, будут без отражений распространяться волны (в общем случае экспоненциально затухающие) с пост. значением отношения напряжения к току. В пределе непрерывной однородной линии передачи это отношение в любом нормальном сечении постоянно и при отсутствии потерь равно $Z_в=(L_п/C_п)^{1/2}$, где $L_п$, $C_п$ — погонные (на единицу длины) индуктивность и ёмкость линии.

Для линии конечной длины, нагруженной на $Z_н\neq Z_в$, коэф. отражения (отношение комплексных амплитуд отражённой и падающей волн) равен

$$\Gamma=(Z_н-Z_в)/(Z_н+Z_в). \qquad (1)$$

При $Z_н=0$ и $Z_н\to\infty$, что соответствует короткозамкнутой и разомкнутой линиям, имеет место полное отражение ($\Gamma=\mp1$). Длинные линии не являются квазистационарными системами, поэтому понятие напряжения является условным. Обычно его относят только к точкам, лежащим в одном нормальном сечении линии S_n, а путь

интегрирования γ_{12} выбирают лежащим в этом же сечении ($V_{12}=\int_{\gamma_{12}} \boldsymbol{E}d\boldsymbol{l}$, $\gamma_{12}\in S_n$).

Поверхностный (полевой) импеданс $\hat{Z}$ вводят для монохроматич. эл.-магн. полей $\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r})\exp(i\omega t)$, $\boldsymbol{H}(\boldsymbol{r})\exp(i\omega t)$ на любой условной поверхности S след. образом:

$$\boldsymbol{E}_\tau = \hat{Z}\,[\boldsymbol{H}_\tau \boldsymbol{n}]\,|_S, \qquad (2)$$

где $\boldsymbol{E}_\tau$, $\boldsymbol{H}_\tau$ — тангенц. составляющие напряжённостей электрич. и магн. поля, $\boldsymbol{n}$ — единичная нормаль к S, её направление выбирают обычно так, чтобы проекция на неё среднего по времени потока энергии (вектора Пойнтинга $\Pi=(c/8\pi)\mathrm{Re}\,[\boldsymbol{E}\boldsymbol{H}^*]$ была положительна. Входящий в (2) И. $\hat{Z}$ в общем случае является тензором, компоненты к-рого зависят от поляризации поля. В тех случаях, когда $\boldsymbol{E}_\tau$ и $\boldsymbol{H}_\tau$ взаимно перпендикулярны, вводят скалярный полевой И. Z. В гауссовых единицах полевой И. безразмерен, а в СИ имеет размерность сопротивления. Иногда для И. в системе единиц Гаусса используют выражение $\hat{Z}'=4\pi\hat{Z}/c$, при этом $\hat{Z}'$ имеет размерность сопротивления.

Эл.-магн. волны разных типов (моды) характеризуются разл. полевыми И., задаваемыми на волновых фронтах. Так, для поперечной плоской волны (типа ТЕМ), распространяющейся в направлении $\boldsymbol{n}$ в изотропной среде или в волноводе, $Z_{TEM}=(\mu_0\mu/\varepsilon_0\varepsilon)^{1/2}$ (μ, ε — относительные магн. и диэлектрич. проницаемости среды, ε_0, μ_0 — проницаемости вакуума, в системе единиц Гаусса $\varepsilon_0=\mu_0=1$). В вакууме $Z^0_{TEM}=120\pi$ Ом, эта размерная константа наз. характеристич. импедансом вакуума (в системе единиц Гаусса $Z^0_{TEM}=1$). Для волн типа TM и TE соответствующие И. таковы:

$$Z_{TM}=Z_{TEM}k_\parallel/k;\quad Z_{TE}=Z_{TEM}k/k_\parallel,$$

где k — волновое число, $k_\parallel$ — продольная компонента волнового вектора. Для критич. частот ($k_\parallel\to 0$) $Z_{TM}\to 0$, $Z_{TE}\to\infty$, а для закритических, когда волна превращается в экспоненциально убывающую моду:

$$Z_{TM}=-iZ_{TEM}|k_\parallel|/k,\quad Z_{TE}=iZ_{TEM}k/|k_\parallel|,$$

т. е. в первом случае речь идёт о преимуществ. запасе электрич. энергии (ёмкостный И.), во втором — магнитной (индуктивный И.).

При отсутствии потерь полевой И. для распространяющихся волн — величина действительная; иногда её наз. *волновым сопротивлением* среды, поскольку она обладает мн. свойствами волнового сопротивления линии или цепочки четырёхполюсников. В частности, при падении плоской волны из среды 1 на плоскую границу раздела со средой 2 коэф. отражения (по амплитудам полей) аналогично (1) выражается в виде

$$\Gamma=(Z^{(2)}-Z^{(1)})/(Z^{(2)}+Z^{(1)}).$$

Это выражение представляет собой *Френеля формулы*, записанные через И. (p-поляризации соответствует мода TM, s-поляризации — мода TE, $(k_\parallel/k)^{(1,2)}=\cos\theta^{(1,2)}$, $\theta^{(1)}$ и $\theta^{(2)}$ — углы падения и преломления). При исследовании отражения от плоскослоистых неоднородных сред часто ур-ния для полей преобразуют в ур-ния для полевых И., при этом порядок ур-ний понижается.

Существенны т. н. импедансные поверхности, т. е. поверхности с заданным, фиксированным на них значением полевого И. Фактически фиксация осуществляется (в большинстве случаев приближённо), когда структура поля «под поверхностью» неизменна и определяется к.-л. свойствами среды или формирующих поле устройств. Так, при падении волны на хорошо поглощающую среду волна уходит в глубь среды почти по нормали, независимо от угла падения, следовательно, «входной» И. можно считать фиксированным и равным $Z^{(2)}_{TEM}$ *(Леонтовича граничное условие)*. С помощью импедансных поверхностей моделируют границы направляющих устройств в антеннах, замедляющих системах и т. д.

Лит.: Основы теории цепей, 4 изд., М., 1975; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Будурис Ж., Шеневье П., Цепи сверхвысоких частот, пер. с франц., М., 1979.

Г. В. Пермитин, М. А. Миллер.

ИМПЕДАНС АКУСТИЧЕСКИЙ — комплексное сопротивление, к-рое вводится при рассмотрении колебаний акустич. систем (излучателей, приёмников звука, рупоров, труб и т. п.) по аналогии с электротехникой. И. а. представляет собой отношение комплексных амплитуд звукового давления к колебат. *объёмной скорости*. Комплексное выражение И. а. имеет вид:

$$Z_a=\mathrm{Re}Z_a+i\,\mathrm{Im}\,Z_a.$$

Действительная часть И. а. $\mathrm{Re}\,Z_a$ (т. н. активное акустич. сопротивление) связана с диссипацией энергии в самой акустич. системе и потерями энергии на излучение звука, а мнимая часть И. а. $\mathrm{Im}\,Z_a$ (реактивное акустич. сопротивление) обусловлена реакцией сил инерции (масс) или сил упругости (гибкости). В соответствии с этим реактивное сопротивление бывает инерционным или упругим.

Понятие И. а. важно при рассмотрении распространения звука в трубах перем. сечения, рупорах и подобных системах или при рассмотрении акустич. свойств излучателей и приёмников звука, их диффузоров, мембран и т. п. (см. *Излучение звука*). Для излучающих систем от И. а. при заданной объёмной скорости зависит мощность излучения, кпд и др. характеристики; для приёмников звука И. а. определяет условия согласования со средой. Акустич. сопротивление в системе СИ измеряется в Н·с/м^5, в системе СГС — в дин·с/см^5 (иногда последнюю единицу наз. «акустич. Ом»).

Наряду с И. а. при рассмотрении акустич. систем пользуются понятиями удельного И. а. z_a и механич. импеданса $Z_м$, к-рые связаны между собой и с Z_a зависимостью: $Z_м=Sz_a=S^2Z_a$, где S — рассматриваемая площадь в акустич. системе. Удельный И. а. выражается отношением звукового давления к колебат. скорости в данной точке. Для плоской волны удельный И. а. равен волновому сопротивлению среды. Механич. импеданс (и соответственно механич. активное и реактивное сопротивление) определяется отношением силы, с к-рой система действует на среду, к колебательной скорости частиц. Для поршневой излучающей системы при размерах поршня, больших длины волны, механич. импеданс равен произведению звукового давления на площадь поршня, отнесённому к ср. колебат. скорости для этой площади. Единица механич. сопротивления в системе СИ — Н·с/м, в системе СГС — дин·с/см (иногда последнюю наз. «механич. Ом»).

ИМПУЛЬС (количество движения) — в нерелятивистской механике Ньютона — мера механич. движения, представляющая собой векторную величину, равную для материальной точки произведению массы m этой точки на её скорость $\boldsymbol{v}$ и направленную так же, как вектор скорости: $\boldsymbol{p}=m\boldsymbol{v}$. И. точки остаётся постоянным только при отсутствии сил. Под действием силы $\boldsymbol{F}$ И. точки изменяется в общем случае и по численной величине, и по направлению; характер этого изменения определяется ур-нием $d\boldsymbol{p}/dt=\boldsymbol{F}$, выражающим основной закон механики, с помощью к-рого решаются все задачи динамики точки.

И. механич. системы наз. величина $\boldsymbol{P}$, равная гл. вектору (геометрич. сумме) И. всех точек системы или произведению массы M всей системы на скорость $\boldsymbol{v}_c$ её центра масс: $\boldsymbol{P}=\sum_i m_i\boldsymbol{v}_i=M\boldsymbol{v}_c$. Изменение И. системы может происходить только в результате внешних воздействий, т. е. под действием внешних сил $\boldsymbol{F}^e_i$. Для замкнутой системы, т. е. системы, не испытывающей никаких внешних воздействий, имеет место закон сохранения И. Величина И. $\boldsymbol{P}$ такой системы остаётся век-

торно постоянной, хотя И. отд. частей системы могут в результате их взаимодействий изменяться. Этот закон объясняет реактивное движение, отдачу (или откат) при выстреле, работу гребного винта и др.

И. обладают все формы материи, в т. ч. эл.-магнитн., гравитац. и др. поля (см. *Поля физические*). В классич. механике более распространён термин «количество движения», в то время как в релятивистской и квантовой механике, квантовой теории поля обычно применяется термин «И.». *С. М. Тарг.*

Полный И. среды (поля) равен геом. сумме произведения векторов плотности И. элементарных объёмов на эти объёмы (в пределе оно равно соответствующему объёмному интегралу). Для полей векторы И. и его плотности выражаются через величины напряжённостей, потенциалов и т. п. Напр., вектор плотности И. эл.-магн. поля равен $[\boldsymbol{EH}]/4\pi c$, где $\boldsymbol{E}$ — электрич., а $\boldsymbol{H}$ — магнитная напряжённости поля. Наличие И. у эл.-магн. поля проявляется, напр., в световом давлении. И. фотона (впервые введённый А. Эйнштейном в его теории фотоэффекта) частоты $\nu=\omega/2\pi$ равен $h\nu/c=\hbar\omega/c$, где $h=2\pi\hbar$. В квантовой механике часто пользуются И. в качестве независимой переменной волновой ф-ции, т. е. выбирают волновую ф-цию в импульсном представлении.

В релятивистской механике Эйнштейна И. свободной частицы массы m связан со скоростью $\boldsymbol{v}$ соотношением $\boldsymbol{p}=m\boldsymbol{v}/\sqrt{1-\beta^2}$, где $\beta=v/c$. В четырёхмерном *Минковского пространстве-времени* совокупность компонент И. (p_x, p_y, p_z) и величина iE/c (где $E=mc^2/\sqrt{1-\beta^2}$ — энергия частицы) составляют четырёхмерный вектор $\boldsymbol{p}_i$, где p_1, p_2, p_3 — компоненты И. частицы, а $p_4=iE/c$. Четырёхвектор И. p_i связан со *скоростью четырёхмерной* u_i ф-лой $p_i=mcu_i$. Если воспользоваться соотношением $u_i^2=-1$, то можно получить связь между энергией и И. частицы $E^2/c^2=p^2+m^2c^2$. Энергия, И. и скорость свободной частицы связаны соотношением $\boldsymbol{p}=E\boldsymbol{v}/c^2$. Выражения для И. и энергии при $v=c$ обращаются в бесконечность (если масса отлична от нуля). Т. о., частицы с ненулевой массой могут двигаться лишь со скоростью меньшей, чем скорость света. Выражение для И. при скоростях, много меньших скорости света, переходит в обычное классич. выражение (в отличие от энергии, к-рая принимает значение $mc^2+mv^2/2$). При переходе к др. *инерциальной системе отсчёта* импульс преобразуется согласно *Лоренца преобразованиям*.

По спец. *относительности теории* взаимодействия распространяются с конечной скоростью, не превышающей скорости света в вакууме, т. е. И., излучённый одной частицей, не может мгновенно передаваться др. частицам. Суммарный И. всех частиц не может, следовательно, сохраняться. Закон сохранения И., однако, имеет место и в этом случае, если учесть И., присущий полю — носителю взаимодействий, к-рому приписывают плотность И. и плотность потока И.

В квантовой механике и квантовой теории полей сказанное выше справедливо по отношению к ср. значениям соответствующих операторов.

Сохранение И. есть следствие однородности пространства; этим объясняется подчинение весьма разл. явлений одному и тому же закону (см. *Сохранения законы*). *В. В. Судаков.*

ИМПУЛЬС АКУСТИЧЕСКИЙ (от лат. impulsus — удар, толчок) — 1) бегущая звуковая волна, имеющая характер резкого кратковрем. изменения давления, напр. звуковые волны, создаваемые взрывом, искровым разрядом, соударением тел. Каждый такой импульс содержит как область повышенного, так и область пониженного давления. Спектр такого И. а. сплошной, с максимумом в области частот, период к-рых близок к длительности И. а.

2) Звуковая волна, близкая по форме к участку синусоиды той или иной частоты («частоты заполнения»), или, иначе говоря, распространяющийся цуг квазигармонич. колебаний, включающий примерно от десяти до неск. сотен периодов (т. н. заполненный И. а.— аналог радиоимпульса, см. *Импульсный сигнал*).

Огибающая цуга, т. е. закон изменения амплитуды в И. а., может быть различной. Наиб. распространёнными являются И. а. прямоугольной формы, применяются также колоколообразная (гауссова) и экспоненциальная формы огибающей. Такие И. а. создают при помощи *электроакустических преобразователей*, питаемых от генераторов электрич. синусоидальных сигналов, подаваемых на преобразователь через импульсный модулятор (или прерыватель). Часто применяют ряд следующих друг за другом с определ. частотой повторения идентичных заполненных И. а., промежутки между к-рыми обычно существенно больше длительности отд. И. а. Такие последовательности импульсов можно рассматривать как частный случай амплитудно-модулированных звуковых колебаний (см. *Амплитудная модуляция*). Осн. характеристики акустич. сигналов в виде таких последовательностей импульсов — частота заполнения, длительность отд. импульса и частота повторения (или скважность, равная отношению периода следования импульсов к длительности отд. импульса). Импульсные сигналы применяют при акустич. исследованиях в огранич. объёмах, напр. в незаглушённых помещениях или бассейнах, в УЗ-ваннах, при измерениях скорости и поглощения звука в образцах твёрдых тел, чтобы исключить осложняющие влияния отражённых сигналов.

Звуковые и УЗ И. а. широко используются в *гидроакустике* для исследования свойств морской среды, для измерения глубин (см. *Эхолот*) и в *гидролокации*, а также в УЗ *дефектоскопии* и в ряде др. методов.

ИМПУЛЬС ЗВУКОВОЙ ВОЛНЫ — кол-во движения, к-рым обладает звуковое поле в заданном объёме. Понятие И. з. в. имеет смысл для волны, занимающей конечную область пространства, нигде не ограниченного преградами. Плотность И. з. в. $\boldsymbol{j}$, т. е. импульс единицы объёма, равна

$$\boldsymbol{j}=\rho\boldsymbol{v}=\rho_0\boldsymbol{v}+\rho'\boldsymbol{v}, \qquad (1)$$

где $\boldsymbol{v}$ — *колебательная скорость частиц*, ρ — плотность среды в данной точке пространства в данный момент, ρ_0 — плотность невозмущённой среды, ρ' — изменение плотности, обусловленное наличием звуковой волны. Плотность И. з. в. совпадает с плотностью потока массы. Вектор $\boldsymbol{j}$ ориентирован по направлению колебат. скорости. В случае продольной волны в изотропной среде величину $\boldsymbol{j}$ можно выразить через плотность потока звуковой энергии $\boldsymbol{q}$ как

$$\boldsymbol{j}=\rho_0\boldsymbol{v}+\boldsymbol{q}/c^2=\rho_0\nabla\varphi+\boldsymbol{q}/c^2, \qquad (2)$$

поскольку $\rho'=p/c^2$ и $\boldsymbol{q}=p\boldsymbol{v}$ (здесь p — звуковое давление, c — скорость звука, φ — *потенциал* скоростей в звуковом поле).

Полный И. з. в. $\boldsymbol{J}$ получается интегрированием величины $\boldsymbol{j}$ по всему объёму V среды, занятой волной

$$\boldsymbol{J}=\int\limits_V \boldsymbol{j}\,dV. \qquad (3)$$

Из ур-ния (2) получается, что

$$\boldsymbol{J}=\int\limits_V \boldsymbol{q}\,dV, \qquad (4)$$

т. к. первый член (2), будучи преобразован в интеграл по граничной поверхности, обращается в нуль. Т. о., распространяющаяся в среде звуковая волна несёт с собой не только энергию, но и импульс (т. е. кол-во движения). Плотность потока импульса является тензорной величиной. Законом сохранения И. з. в. обусловлены такие эффекты, как *давление звукового излучения*, *акустические течения* и др. (см. *Нелинейная акустика*).

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Гидродинамика, 4 изд., М., 1988. *И. П. Голямина.*

ИМПУЛЬС СИЛЫ — величина, характеризующая действие, к-рое оказывает на тело сила $\boldsymbol{F}$ за нек-рый промежуток времени t_1; равна произведению ср. значения этой силы на время её действия: $\boldsymbol{S}=\boldsymbol{F}_{\text{ср}}\cdot t_1$. И. с.— величина векторная и направлена так же, как $\boldsymbol{F}_{\text{ср}}$. Более точно И. с. определяется интегралом $\boldsymbol{S}=\int_0^{t_1}\boldsymbol{F}dt$.

При движении материальной точки под действием силы её *количество движения* получает за время t_1 приращение, равное И. с. Т. о., $m\boldsymbol{v}_1=m\boldsymbol{v}_0+\boldsymbol{S}$, где $m\boldsymbol{v}_0$ и $m\boldsymbol{v}_1$ — соответственно кол-ва движения точки в начале и в конце промежутка времени t_1.

Понятием И. с. широко пользуются в механике, в частности в теории *удара*, где величина, равная импульсу ударной силы $\boldsymbol{F}_{\text{уд}}$ за время удара τ, наз. у д а р н ы м и м п у л ь с о м $\boldsymbol{S}_{\text{уд}}=\int_0^{\tau}\boldsymbol{F}_{\text{уд}}dt$.

ИМПУЛЬС ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ — динамич. характеристика поля, аналогичная импульсу в механике.

Формально из ур-ний Максвелла в вакууме, связывающих векторы эл.-магн. поля $\boldsymbol{E}=\boldsymbol{D}$ и $\boldsymbol{H}=\boldsymbol{B}$ (используется гауссова система единиц) с плотностями электрич. зарядов ρ и токов $\boldsymbol{j}$, следует соотношение:

$$\frac{\partial g_\alpha}{\partial t}-\frac{\partial T_{\alpha\beta}}{\partial x_\beta}=-f_\alpha, \qquad (1)$$

где индексы α, $\beta=1, 2, 3$ обозначают декартовы компоненты; по индексу β производится суммирование; вектор $\boldsymbol{g}$ с точностью до размерного коэф. совпадает с *Пойнтинга вектором* $\boldsymbol{S}$:

$$\boldsymbol{g}=\frac{1}{c^2}\boldsymbol{S}=\frac{1}{4\pi c}[\boldsymbol{EH}]; \qquad (2)$$

тензор $T_{\alpha\beta}$ наз. *Максвелла тензором натяжений*:

$$T_{\alpha\beta}=\frac{1}{4\pi}\left[E_\alpha E_\beta+H_\alpha H_\beta-\frac{1}{2}\delta_{\alpha\beta}(\boldsymbol{E}^2+\boldsymbol{H}^2)\right] \qquad (3)$$

($\delta_{\alpha\beta}$ — символ Кронекера); вектор $\boldsymbol{f}$ есть плотность силы Лоренца, действующей на объёмные электрич. заряды и токи со стороны эл.-магн. поля:

$$\boldsymbol{f}=\rho\boldsymbol{E}+\frac{1}{c}[\boldsymbol{jH}]. \qquad (4)$$

Ур-ние (1), являющееся интегралом ур-ний Максвелла, по аналогии с соответствующим соотношением в механике сплошных сред интерпретируется как закон изменения И. э. п., в к-ром вектор $\boldsymbol{g}$, определяемый соотношением (2),— вектор плотности И. э. п. При этом тензор $T_{\alpha\beta}$ с обратным знаком представляет собой тензор плотности потока И. э. п., а сила Лоренца с обратным знаком является силой, действующей со стороны электрич. зарядов и токов на эл.-магн. поле.

Интегрирование ур-ния (1) по произвольному объёму V даёт:

$$\frac{\partial G_\alpha}{\partial t}-\oint_s T_{\alpha\beta}\,ds_\beta=-F_\alpha, \qquad (1a)$$

где $G=\int_V g\,dV$ — И. э. п. в объёме V, $\oint_s T_{\alpha\beta}ds_\beta$ — поток α-составляющей И. э. п., втекающий внутрь объёма V через ограничивающую его поверхность s (положительной считается наружная нормаль к поверхности), $\boldsymbol{F}=\int_V\boldsymbol{f}dV$ — сила Лоренца, действующая на электрич. заряды и токи, находящиеся внутри объёма V. Наличие силы Лоренца в законе изменения И. э. п. (1), (1*а*) означает, что И. э. п. может передаваться материальным телам, изменяя их механич. импульс. Такой обмен импульсом может происходить, напр., в результате поглощения, излучения или рефракции эл.-магн. волн, что впервые было экспериментально подтверждено в опытах по измерению давления света (П. Н. Лебедев, 1899).

С квантовой точки зрения эл.-магн. поле представляет собой ансамбль фотонов, каждый из к-рых обладает энергией $\hbar\omega$ и импульсом $\hbar\boldsymbol{k}$, где ω — частота излучения, $\boldsymbol{k}$ — волновой вектор. Обмен импульсом между полем и частицей происходит при поглощении, излучении и рассеянии фотонов заряж. частицами, напр. в *Комптона эффекте*.

В средах, характеризующихся наличием связанных электрич. зарядов и обусловленных их движением электрич. токов, существуют два определения И. э. п. Одно из них принадлежит М. Абрагаму (M. Abraham) и совпадает с определением И. э. п. в вакууме (2). При этом для сред с линейными материальными соотношениями ($\boldsymbol{D}=\varepsilon\boldsymbol{E}$, $\boldsymbol{B}=\mu\boldsymbol{H}$, ε, μ — диэлектрич. и магн. проницаемости среды) можно записать закон изменения И. э. п. типа (1), (1*а*), в к-ром модифицируется выражение для максвелловского тензора натяжений, а в правой части к плотности силы Лоренца, действующей на свободные электрич. заряды и токи, добавляется член:

$$\boldsymbol{f}_{\text{A}}=\frac{\varepsilon\mu-1}{4\pi}\frac{\partial}{\partial t}[\boldsymbol{EH}]. \qquad (5)$$

Величина $\boldsymbol{f}_{\text{A}}$ представляет собой плотность т. н. силы Абрагама, действующей на среду в перем. эл.-магн. поле.

Структура выражения (5) такова, что плотность силы Абрагама $\boldsymbol{f}_{\text{A}}$ может быть включена в плотность И. э. п. При этом для плотности И. э. п. в среде получается выражение в форме Минковского (H. Minkowski):

$$\boldsymbol{g}_{\text{M}}=\frac{1}{4\pi c}[\boldsymbol{DB}], \qquad (6)$$

для к-рого также справедлив закон изменения И. э. п. типа (1), с модифицированным применительно к среде тензором натяжений. Формально выражение (6) для И. э. п. в форме Минковского больше соответствует духу макроскопич. электродинамики, в к-рой эл.-магн. поле характеризуется четырьмя векторами $\boldsymbol{E}$, $\boldsymbol{D}$, $\boldsymbol{H}$, $\boldsymbol{B}$; однако вывод закона изменения И. э. п. из ур-ний макроскопич. электродинамики также требует привлечения модели среды или материальных ур-ний в среде. Использование выражений для И. э. п. в форме Абрагама или Минковского не вызывает принципиальных противоречий, поскольку в вакууме они совпадают, а в среде с учётом разл. выражений для силы, действующей на среду в эл.-магн. поле, оба выражения удовлетворяют закону сохранения суммарного импульса среды и эл.-магн. поля.

В движущихся средах, а также в любых др. средах с пространственной дисперсией И. э. п. следует отличать от импульса эл.-магн. волн, к-рый складывается из И. э. п. и импульса, обусловленного переносом энергии волновых возмущений частицами среды (пропорционального вектору Умова).

В статич. эл.-магн. полях, сосредоточенных в огранич. объёме, суммарный И. э. п. всегда равен нулю, хотя поле вектора $\boldsymbol{g}$, характеризующее распределение плотности И. э. п. в пространстве, может быть отлично от нуля. Если при этом момент И. э. п. $\boldsymbol{K}=\int_V[\boldsymbol{rg}]dV$ отличен от нуля, его наличие может быть экспериментально обнаружено: при включении или выключении статич. полей система тел, поддерживающих эти поля, испытывает соответствующий момент импульса отдачи.

Лит.: Тамм И. Е., Основы теории электричества, 9 изд., М., 1976; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988; их же, Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Стреттон Д. А., Теория электромагнетизма, пер. с англ., М.— Л., 1948; Гинзбург В. Л., Теоретическая физика и астрофизика, 3 изд., М., 1987.

Е. В. Суворов, А. М. Фейгин.

ИМПУЛЬСНАЯ ГОЛОГРАФИЯ — запись *голограмм* интенсивными лазерными импульсами, имеет преимущество по сравнению с записью излучением *лазеров*, работающих в непрерывном режиме. Вследствие кратковременности процесса записи (десятки нс) исключается влияние нестабильности элементов установки на качество голограммы и отпадает необходимость в использовании громоздких систем стабилизации. Кроме того, возможна запись голограмм движущихся объектов и быстро протекающих процессов. Это важно при изучении редко повторяющихся явлений и исследованиях в производств. условиях, т. к. информация об объекте записывается за время импульса, а затем может изучаться неограниченно долго. Для восстановления объектной волны используется обычно гелий-неоновый лазер непрерывного действия (см. *Газоразрядные лазеры*).

Хотя замена лазера непрерывного действия импульсным не вызывает принципиальных изменений в схеме записи (см. *Голография*), но в И. г. возникают особенности, обусловленные меньшей длиной когерентности импульсного лазера, бо́льшим разнообразием объектов и высокой мощностью излучения.

В И. г. применяются *твердотельные лазеры* (рубиновые и неодимовые) с преобразованием частоты излучения методами генерации гармоник и вынужденного комбинационного рассеяния, перекрывающие видимый и ближние ИК- и УФ-диапазоны спектра (см. *Нелинейная оптика, Параметрический генератор света*). Применяются также *лазеры на красителях* и CO_2-лазеры. Длительность импульсов от 10^{-3} до 10^{-10} с, энергия 0,01—10 Дж.

Благодаря высокой интенсивности излучения импульсных лазеров запись голограмм производится на спец. материалах, т. к. многие материалы, предназначенные для непрерывной записи голограмм, мало чувствительны к коротким импульсам излучения. В И. г. используются тонкие магн. плёнки, к-рые могут быть локально нагреты лазерным излучением до точки Кюри (MnBi, EuO и др.), что приводит к изменению магн. и магнитооптич. свойств [1]; полупроводниковые кристаллы, поглощающие жидкости и газы, комбинационно-активные среды (см. *Комбинационное рассеяние света*), среды с инверсией заселённостей и фазовой памятью [4].

Высокая пиковая мощность требует спец. мер для защиты оптич. элементов (линз, зеркал, фильтров и др.) от разрушения. Если объектом голографич. изображения является человек, то предельно допустимая плотность энергии импульса, ещё безопасная для сетчатки глаза, $\sim 10^{-3}$ Дж/см^2 (для кожи $\sim 0{,}07$ Дж/см^2).

И. г. применяется для съёмки портретов и объектов живой природы, при неразрушающем контроле изделий (см. *Голографическая интерферометрия*), при изучении потоков частиц, исследовании быстро протекающих процессов в плазме и пламёнах, при визуализации картин обтекания летат. аппаратов в аэродинамич. трубах, для контроля параметров волновых полей излучения, генерируемого лазерами, и т. д. [1—3].

Лит.: 1) Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л., Оптическая голография, пер. с англ., М., 1973; 2) Островский Ю. И., Голография и ее применение, Л., 1973; 3) Оптическая голография, Л., 1975; 4) Фундаментальные основы оптической памяти и среды, в. 9, К., 1978. *Д. И. Стаселько.*

ИМПУЛЬСНАЯ МОДУЛЯЦИЯ — изменение параметров *импульсных сигналов* во времени или в пространстве. Обычно И. м. представляет собой разновидность *модулированных колебаний*, где в качестве «переносчика» информации используется последовательность импульсов. Вид И. м. определяется законом изменения параметров (амплитуды, длительности, фазы, частоты следования) импульсных сигналов. В соответствии с этим (рис. 1) различают 4 осн. вида И. м.: амплитудно-импульсную, широтно-импульсную, фазово-импульсную и частотно-импульсную модуляции.

И. м. используют в технике связи, где в ряде случаев она позволяет реализовать бо́льшую помехоустойчивость по сравнению с той, к-рая может быть получена, когда переносчиком информации служат гармонич. сигналы. И. м. нашла применение в системах и устройствах вычислит. и информационно-измерит. техники с цифровым (дискретным) представлением аналоговых

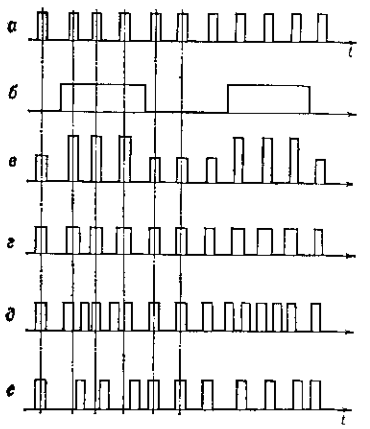


Рис. 1. Различные виды импульсной модуляции: *а* — немодулированная последовательность импульсов; *б* — модулирующий (информационный) сигнал; *в* — амплитудно-импульсная модуляция; *г* — широтно-импульсная модуляция; *д* — частотно-импульсная модуляция; *е* — фазово-импульсная модуляция.

сигналов, в частности в аналогово-цифровых преобразователях, цифровых фильтрах и др. устройствах.

В системах оптич. и ВЧ-радиолокации и связи И. м. применяют для модуляции гармонич. сигналов (см. *Амплитудная модуляция*). В этом случае возможна реализация сложных видов И. м., когда наряду с изменением параметров огибающей (последовательности импульсов) используется модуляция ВЧ-заполнения импульсов. Примером такой И. м. может служить линейно-частотная модуляция (рис. 2), реализующая изменение частоты заполнения по линейному закону. В радио-

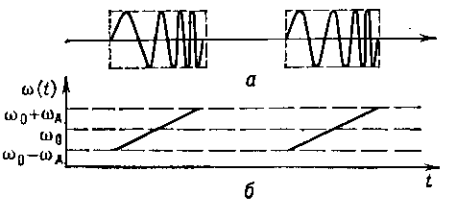


Рис. 2. Линейно-частотная модуляция: *а* — форма сигнала; *б* — закон изменения частоты заполнения (ω_0 — несущая частота; $\omega_д$ — девиация частоты).

локации И. м. позволяет не только сформировать мощные кратковрем. излучения для обнаружения и определения параметров движения целей, но и получить конкретные оценки их размеров, конфигурации, скорости вращения вокруг центра тяжести. И. м. используют также для идентификации физических параметров (темпры, плотности, степени ионизации и т. д.) разл. объектов и сред.

Лит.: Харкевич А. А., Основы радиотехники, М., 1963; Ицхоки Я. С., Овчинников Н. И., Импульсные и цифровые устройства, М., 1973; Баскаков С. И., Радиотехнические цепи и сигналы, М., 1983. *Ю. К. Богатырёв.*

ИМПУЛЬСНОЕ ПРЕДСТАВЛЕ́НИЕ квантовой механики (*p*-представление) — описание квантовомеханич. систем, основанное на разложении *векторов состояния* $|\psi(t)>$ по базисным векторам $|\boldsymbol{p}_1, \boldsymbol{p}_2, \ldots>$, отвечающим определ. значениям импульсов $\boldsymbol{p}_1, \boldsymbol{p}_2, \ldots$ каждой из частиц. Если число частиц n фиксировано, то

$$|\psi(t)> = \int d\boldsymbol{p}_1\, d\boldsymbol{p}_2 \ldots d\boldsymbol{p}_n\, |\boldsymbol{p}_1, \boldsymbol{p}_2, \ldots, \boldsymbol{p}_n> \times$$
$$\times <\boldsymbol{p}_1, \boldsymbol{p}_2, \ldots, \boldsymbol{p}_n|\psi(t)>,$$

где амплитуда $<\boldsymbol{p}_1, \boldsymbol{p}_2, \ldots, \boldsymbol{p}_n|\psi(t)>$ представляет собой n-частичную волновую ф-цию в И. п. Вероятность того, что в момент времени t импульс 1-й частицы лежит в интервале $(\boldsymbol{p}_1, \boldsymbol{p}_1+d\boldsymbol{p}_1)$, импульс 2-й частицы — в интервале $(\boldsymbol{p}_2, \boldsymbol{p}_2+d\boldsymbol{p}_2)$ и т. д., пропорциональна

$$|<\boldsymbol{p}_1, \boldsymbol{p}_2, \ldots, \boldsymbol{p}_n|\psi(t)>|^2\, d\boldsymbol{p}_1\, d\boldsymbol{p}_2 \ldots d\boldsymbol{p}_n.$$

Если взаимодействие в системе зависит лишь от относит. расстояний между частицами и отсутствуют внеш. поля, нарушающие однородность пространства, то полный импульс $\boldsymbol{P}=\boldsymbol{p}_1+\boldsymbol{p}_2+\ldots+\boldsymbol{p}_n$ сохраняется и его можно обратить в 0, переходя в систему центра масс частиц. В результате число независимых импульсов, от к-рых зависит волновая ф-ция, уменьшается на единицу.

Сопоставим И. п. с *конфигурационным представлением*, ограничиваясь для простоты случаем одной частицы. Пусть $\varphi(\boldsymbol{p})=\langle p|\psi\rangle$ — волновая ф-ция данной частицы в И. п. По определению, оператор импульса $\hat{\boldsymbol{p}}$ при этом диагонален: $\hat{\boldsymbol{p}}\varphi(\boldsymbol{p})=\boldsymbol{p}\varphi(\boldsymbol{p})$. Оператор координаты выглядит как $\hat{\boldsymbol{x}}=i\hbar\partial/\partial\boldsymbol{p}$, что согласуется с перестановочными соотношениями $[x_i, p_k]=i\hbar\delta_{ik}$ $(i=1, 2, 3)$, δ_{ik} — символ Кронекера. Переход к конфигурац. представлению, в к-ром волновая ф-ция частицы имеет вид $\varphi(\boldsymbol{x})=\langle\boldsymbol{x}|\psi\rangle$, осуществляется с помощью трёхмерного преобразования Фурье:

$$\varphi(\boldsymbol{x})=\langle x\mid\psi\rangle=\int\langle\boldsymbol{x}\mid\boldsymbol{p}\rangle d\boldsymbol{p}\langle\boldsymbol{p}|\psi\rangle=$$
$$=\frac{1}{(2\pi)^{3/2}}\int\exp(i\boldsymbol{x}\boldsymbol{p})\,d\boldsymbol{p}\varphi(\boldsymbol{p}).$$

Обратное преобразование отличается знаком в показателе экспоненты:

$$\varphi(\boldsymbol{p})=\frac{1}{(2\pi)^{3/2}}\int\exp(-i\boldsymbol{p}\boldsymbol{x})\,d\boldsymbol{x}\,\varphi(\boldsymbol{x}).$$

Симметрия между прямым и обратным преобразованиями Фурье является причиной сходства формулировок теории в импульсном и конфигурац. представлениях. В нек-рых случаях эти две формулировки оказываются тождественными. Так, операторы угл. момента $\hat{L}_i(i=1, 2, 3)$ имеют один и тот же вид в обоих представлениях:

$$\hat{L}_3\varphi(\boldsymbol{x})=\frac{\hbar}{i}\left(x_1\frac{\partial}{\partial x_2}-x_2\frac{\partial}{\partial x_1}\right)\varphi(\boldsymbol{x}),$$
$$\hat{L}_3\varphi(\boldsymbol{p})=\frac{\hbar}{i}\left(p_1\frac{\partial}{\partial p_2}-p_2\frac{\partial}{\partial p_1}\right)\varphi(\boldsymbol{p})$$

и т. п. Ещё один подобный пример даёт задача о линейном гармонич. *осцилляторе* с гамильтонианом

$$\hat{H}=\hat{p}^2/2m+m\omega^2\hat{x}^2/2$$

(m — масса осциллятора, ω — частота). При её решении можно применять как И. п., так и конфигурац. представление. В обоих случаях волновая ф-ция будет выражаться через полиномы Эрмита (см. *Ортогональные полиномы*), что находится в соответствии с инвариантностью этих полиномов относительно преобразования Фурье.

Наиб. важное и адекватное применение И. п. находит в квантовомеханич. теории рассеяния, в частности в формализме Липмана—Швингера (см. *Липмана—Швингера уравнение*). Особенно возрастает роль И. п. при переходе к релятивистскому описанию взаимодействий частиц в *квантовой теории поля*, где оно объединяется с энергетич. представлением в рамках одного четырёхмерного p-представления. Конфигурац. представление здесь менее употребительно ввиду невозможности локализации релятивистских частиц с точностью лучшей, чем комптоновская длина волны $\hbar/mc$.

В. Г. Кадышевский.

ИМПУЛЬСНОЕ ПРОСТРАНСТВО, пространство, точки к-рого определяют значения импульсов структурных элементов (частиц) системы. В общем случае — пространство обобщённых импульсов — переменных, канонически сопряжённых *обобщённым координатам*. Размерность И. п. равна полному числу обобщённых координат, т. е. числу степеней свободы S. Так, для системы N частиц без внутр. степеней свободы размерность И. п. $S=3N$.

И. п. является подпространством, образующим вместе с пространством обобщённых координат *фазовое пространство* системы. При классич. описании (замкнутой) системы с S степенями свободы каждое состояние системы в любой момент времени полностью определяется значением S обобщённых координат q_i и S обобщённых импульсов p_i, т. е. задаётся определ. точкой в фазовом пространстве. Соответственно каждая точка И. п. однозначно фиксирует импульсы составляющих систему частиц. В квантовой механике, согласно *неопределённостей соотношению*, частицы не могут характеризоваться одновременно точно определёнными значениями координат и импульсов. Поэтому имеет смысл говорить только о числе состояний $\Delta\Gamma(q_i, p_i)$ в данном (малом) объёме фазового пространства $\prod_i\Delta p_i\Delta q_i$ вокруг точки с координатами $\{q_i, p_i\}$. При этом число состояний в И. п. $\Delta\Gamma(p_i)$ получается из $\Delta\Gamma(q_i, p_i)$ суммированием по всем точкам пространства обобщённых координат q_i (см. *Плотность состояний*). Для систем, допускающих квазиклассич. описание, $\Delta\Gamma=\prod_i\Delta q_i\Delta p_i/(2\pi\hbar)^S$. Кроме того, описание квантовомеханич. систем носит вероятностный характер и обеспечивается заданием матрицы плотности (для замкнутых систем — волновых ф-ций). Каждой точке И. п. соответствует определ. матрица плотности системы в импульсном представлении, что позволяет определить все усреднённые характеристики системы в этой точке и импульсные распределения (см. *Импульсное представление* квантовой механики). Состояние системы полностью характеризуется определ. значениями импульсов составляющих её частиц только для системы свободных невзаимодействующих частиц.

Во мн. задачах удобно переходить от пространств. описания систем к импульсному, при к-ром обычное конфигурац. пространство отображается, как правило преобразованием Фурье, в И. п., а пространств. дифференцированию или интегрированию соответствуют алгебраич. операции.

В физике твёрдого тела под И. п. понимают пространство *квазиимпульсов*. В этом случае области физически различных состояний *квазичастиц* в И. п. соответствует одна элементарная ячейка *обратной решётки* кристалла (см. *Бриллюэна зона*). В И. п. задаётся большинство свойств квазичастиц в твёрдых телах — энергетич. спектры и зоны, поверхность Ферми и пр. (см. *Зонная теория*), а также ф-ции распределения (матрицы плотности), волновые ф-ции и Грина функции квазичастиц в импульсном представлении. *А. Э. Мейерович.*

ИМПУЛЬСНЫЕ УСТРО́ЙСТВА — устройства, предназначенные для генерирования и преобразования импульсных сигналов, а также сигналов, форма к-рых характеризуется быстрыми изменениями, чередующимися со сравнительно медленными процессами (паузами).

И. у. применяют в разл. радиоэлектронных устройствах и электронных системах, включая ЭВМ. Они входят в состав многих физ. приборов и установок, в частности связанных с физикой элементарных частиц: ускорителей, анализаторов излучений и др. В эксперим. ядерной физике процессы в *детекторах* частиц преобразуются в электрич. импульсы, к-рые затем подвергают временно́му и амплитудному анализу. При временно́м анализе устанавливают временны́е характеристики одиночных импульсов и потоков импульсов. Амплитудный анализ состоит в установлении распределения амплитуд импульсов (см. *Амплитудный анализатор*, *Амплитудный дискриминатор*).

Импульсы. В большинстве случаев в И. у. используют видеоимпульсы — кратковрем. униполярные изменения тока или напряжения, разделённые паузами (см. также *Импульсный сигнал*). Различают след. элементы видеоимпульса: резкий подъём (фронт), медленно меняющуюся часть (вершину), быстрый спад

(срез), часто завершающийся длинным «хвостом». Иногда после фронта и среза наблюдаются быстро затухающие колебания (двусторонние выбросы). Параметры импульса: размах (амплитуда) A, длительность $t_и$, отсчитываемая на заранее обусловленном уровне (напр., $0{,}1A$, $0{,}5A$), длительности фронта и среза. Последние обычно отсчитывают между уровнями (0,1—0,9) A. Для нек-рых задач важным параметром является спад или подъём на вершине ΔA. Если детальная конфигурация импульса не имеет существ. значения, форму видеоимпульсов идеализируют и говорят о прямоугольных, треугольных, трапецеидальных, колокольных (гауссовых) экспоненциальных и др. импульсах.

Помимо одиночных и нерегулярно следующих во времени потоков импульсов на практике используют периодич. последовательности, к-рые дополнительно характеризуют периодом (ср. периодом) T или частотой повторения $F=T^{-1}$. Важным параметром периодич. последовательности является скважность потока $Q=T/t_и$. При генерировании мощных видеоимпульсов в промежутках между импульсами (в паузах) производится запасание энергии в накопителях, а её высвобождение — за время $t_и$. При $Q\gg1$ в нагрузке реализуются огромные мощности, в Q раз бо́льшие средней.

При передаче сообщений периодич. импульсная последовательность подвергается модуляции по периоду (частоте повторения), временно́му положению (фазе), амплитуде или длительности импульсов. Соответственно различают частотную, фазовую, амплитудную и временну́ю *импульсную модуляцию*. Существует также кодовая импульсная модуляция, когда исходное сообщение подвергается дискретизации во времени и квантованию по уровню; каждому полученному дискрету ставится в соответствие импульсный код: напр., группа импульсов, различающихся временны́ми положениями отд. импульсов в группе или к.-л. другим признаком. Модулиров. последовательности используют также при многоканальной радиосвязи, когда импульсы, принадлежащие отд. каналу, наделяют к.-л. временны́м признаком (при кодовой модуляции такими признаками могут служить сами коды импульсов).

В радиоэлектронных устройствах (радиолокаторах, системах радионавигации, радиосвязи и др.) используют также р а д и о и м п у л ь с ы — пакеты кратковрем. эл.-магн. высокочастотных колебаний, излучаемых антеннами радиопередающих устройств и улавливаемых радиоприёмником. Радиоимпульсы можно рассматривать как результат 100%-ной модуляции высокочастотного генератора радиопередатчика мощными видеоимпульсами.

Виды устройств. В И. у. используют разл. схемы: *дифференцирующие цепи*, импульсные трансформаторы, *линии задержки* и формирующие линии, ключевые схемы, *блокинг-генераторы*, регенеративные (релаксационные) схемы *(мультивибраторы*, ждущие мультивибраторы, *генераторы пилообразного напряжения)*, *триггеры*, схемы на туннельных диодах и др. При помощи этих основных схем осуществляется генерирование импульсов и последовательностей и разнообразные их преобразования, для чего применяют формирователи импульсов, кодировщики, временны́е селекторы, компараторы и др. схемы. Иногда к И. у. относят также усилители импульсов (видеоусилители), для к-рых характерны высокое быстродействие (широкополосность), достаточный динамич. диапазон и (в случае усиления слабых импульсных сигналов) малый уровень собств. шумов.

При конструировании и применении И. у. возникают две осн. задачи: обеспечение необходимого быстродействия и требуемой разрешающей способности. Скорость перехода И. у. из одного состояния в другое ограничивается инерционностью электронных элементов (диодов и транзисторов), а также наличием паразитных ёмкостей и индуктивностей. Разрешающая способность оценивается мин. временны́м интервалом между двумя импульсами или процессами, к-рые И. у. может воспринимать как раздельные. Для И. у. характерно «мёртвое» время, необходимое для восстановления рабочего состояния после очередного срабатывания устройства.

Осн. элементами И. у. являются микросхемы на полевых и биполярных транзисторах в интегральном исполнении, хотя встречаются схемы, выполненные на дискретных элементах (особенно в тех случаях, когда требуется очень высокое быстродействие). С совершенствованием технологии микросхем, уменьшением размеров отд. элементов и использованием новых материалов и технологии неуклонно возрастает быстродействие и разрешающая способность И. у. Время перехода из одного состояния в другое (время срабатывания) может достигать $\sim10^{-10}$ с.

И. у. работают с аналоговыми сигналами, т. е. напряжениями и токами, непрерывно изменяющимися во времени. Однако полезные ф-ции нек-рых И. у. связаны с фиксацией лишь конечного числа внутр. состояний и определ. набором уровней на выходе без учёта времени перехода из одного состояния в другое, т. е. с их работой в качестве цифровых устройств (цифровых автоматов). К последним относятся разл. преобразователи, запоминающие устройства, регистры, счётчики импульсов, шифраторы, дешифраторы и др. Идеализация процессов в реальных устройствах, состоящая в пренебрежении временем переходных процессов, плодотворна, поскольку позволяет использовать для анализа цифровых устройств удобный для практики аппарат булевой алгебры. Однако при рассмотрении вопросов быстродействия, разрешающей способности и временно́го согласования работы отд. элементов в устройствах их приходится анализировать как И. у. с учётом переходных процессов.

Лит.: Фролкин В. Т., Попов Л. Н., Импульсные устройства, 3 изд., М., 1980; Ицхоки Я. С., Овчинников Н. И., Импульсные и цифровые устройства, М., 1973; Гольденберг Л. М., Импульсные устройства, [2 изд.], М., 1981; Дмитриева Н. Н., Ковтюх А. С., Кривицкий Б. Х., Ядерная электроника, М., 1982; Ерофеев Ю. Н., Импульсная техника, М., 1984.

Б. Х. Кривицкий.

ИМПУЛЬСНЫЙ ГЕНЕРА́ТОР — электронное устройство для создания последовательностей импульсов или одиночных видеоимпульсов. Наиб. простым по устройству И. г. является *блокинг-генератор*. Обычно И. г. состоит из задающего источника колебаний и формирователя, создающего импульсы необходимой (обычно близкой к прямоугольной) формы, длительности и амплитуды (мощности). Источником может служить генератор синусоидальных или релаксационных колебаний (*генератор пилообразного напряжения*, *мультивибратор* и т. д.). И. г. можно построить на основе цифровых (логических) микросхем. Для лабораторных и эксперим. исследований используют И. г. в качестве измерит. приборов с разнообразными режимами работы, устанавливаемыми оператором. В таких И. г. предусматривается выдача импульсов разл. полярности, длительности, частоты повторения, амплитуды; задержка импульсов относительно начальных на регулируемое время с выдачей импульсов синхронизации; возможность внеш. синхронизации и внеш. запуска, а иногда и возможность модуляции последовательности импульсов внеш. сигналом по амплитуде, частоте повторения, фазе, длительности (ширине) и т. д. При необходимости получения радиоимпульсов И. г. используют как модулятор высокочастотного генератора.

Лит.: Справочник по радиоэлектронным устройствам, т. 1, М., 1978; Гольденберг Л. М., Импульсные устройства, [2 изд.], М., 1981.

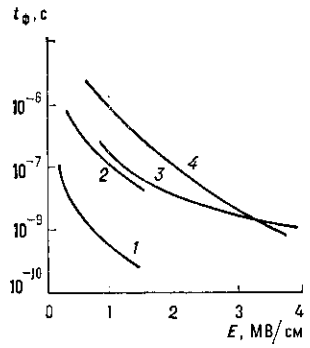
Б. Х. Кривицкий.

ИМПУЛЬСНЫЙ РАЗРЯ́Д — электрич. разряд в диэлектрич. среде (газе, вакууме, жидкостях и в твёрдых диэлектриках) при воздействии импульса напряжения, длительность к-рого сравнима или меньше длительности установления стационарной формы горения разря-

да. Время протекания И. р. условно принято делить на предпробойную стадию (время запаздывания $t_з$) и стадию пробоя. Время запаздывания пробоя — это интервал от момента приложения к межэлектродному промежутку напряжения статич. пробоя $U_{ст}$ до начала спада напряжения на электродах, т. е. момента, когда сопротивление ионизованной среды становится сравнимым с сопротивлением внеш. электрич. цепи.

Для газового И. р. интервал $t_з$ условно разбивают на статистич. время запаздывания $t_{ст}$, в течение к-рого в межэлектродном промежутке (чаще всего на катоде) появляется хотя бы один электрон, вызывающий развитие электронной лавины, и время формирования пробоя $t_ф$ ($t_з = t_{ст} + t_ф$). В случае принудительного инициирования электронов, напр. при облучении межэлектродного зазора, можно добиться выполнения условия $t_{ст} \ll t_ф$. Тогда длительность предпробойной стадии $t_з$ определяется интенсивностью ионизационных процессов, т. е. прикладываемым к промежутку напряжением или, точнее, превышением амплитудного значения импульса напряжения U_0 над пробивным, к-рое характеризуется т. н. коэфф. импульса $\beta = (U_0 - U_{ст})/U_{ст}$. Характерные времена формирования И. р. в разл. средах при пробое межэлектродного промежутка длиной d под действием прямоугольных импульсов напряжения разл. амплитуды показаны на рис.

При $\beta \geqslant 1$ и отсутствии принудительного инициирования электронов в ряде случаев для И. р. в газе $t_з \simeq t_{ст}$. Измерения $t_з$ в таких условиях позволяют судить о статистике возникновения инициирующих электронов в промежутке. Распределение времён запаздывания пробоя в этом случае обычно подчиняется экспоненциальному закону $n(t) = n_0 \exp(-t/t_{ст})$, где n_0 — общее число пробоев, $n(t)$ — число пробоев, в к-рых реализовано время запаздывания от t и более.



Зависимость времени формирования импульсного разряда от напряжённости электрического поля для разных сред: *1* — воздух, $p = 10$ атм, $d = 5$ мм; *2* — диэлектрик — вода, $d = 3$ см; *3* — вакуум, $d = 0{,}5$ мм; *4* — трансформаторное масло, $d = 1{,}2$ мм.

Механизм формирования И. р. в газе и особенности его горения в стадии пробоя в значит. степени определяются условиями развития первичных электронных лавин (см. *Лавина электронная*). При инициировании разряда одиночными электронами, возникающими на поверхности катода [под действием случайных фотонов или ионов (космич. частиц)], число электронов в лавине описывается законом $N = \exp(\alpha x)$, где x — длина пути, пройденная электронами в направлении дрейфа, α — ионизационный коэф. Таунсенда, определяющий закон размножения электронов в лавине. В условиях $U \simeq U_{ст}$ ($\beta = 0$) внеш. электрич. поле обычно не искажается пространственными зарядами одиночной первичной электронной лавины. Разряд развивается за счёт вторичных и последующих лавин, к-рые инициируются электронами, выбитыми с поверхности катода при её бомбардировке ионами и фотонами. Такой механизм развития пробоя наз. таунсендовским. В результате пробоя формируется стационарный тлеющий разряд при низких давлениях, а при повыш. давлениях вначале наблюдается кратковрем. фаза тлеющего разряда, к-рый затем переходит в искровой.

Для повышенных напряжений U_0 ($\beta \geqslant 0{,}2$) характерен однолавинный (стримерный) механизм пробоя. В этом случае электронная лавина на длине $x_к \leqslant d$ набирает критич. число электронов $N_к$, при к-ром электрич. поле вблизи головки и в хвосте лавины существенно усиливается. Это способствует быстрому распространению в направлении анода и катода слабопроводящих плазменных образований (*стримеров*). На стадии пробоя такие образования преобразуются в высокопроводящий искровой канал.

В случае, если разряд инициируется большим числом электронов, равномерно распределённых в объёме промежутка, возможно взаимное пространственное перекрытие электронных лавин ещё до того, как N достигает $N_к$. При этом в нач. стадии пробоя в широком диапазоне изменений β реализуется объёмная форма протекания тока. Через характерные времена (10^{-7}—10^{-6} с) объёмный (тлеющий) разряд переходит в искровой. И. р. широко применяется для создания спец. источников света (лампы для оптич. накачки лазеров, эталонные источники света и т. д.), в газоразрядной электронике, электротехнике.

Лит.: Мик Д., Крэгс Д., Электрический пробой в газах, пер. с англ., М., 1960; Ушаков В. Я., Импульсный электрический пробой жидкостей, Томск, 1975; Королев Ю. Д., Месяц Г. А., Автоэмиссионные и взрывные процессы в газовом разряде, Новосиб., 1982; Месяц Г. А., Проскуровский Д. И., Импульсный электрический разряд в вакууме, Новосиб., 1984.

Г. А. Месяц.

ИМПУЛЬСНЫЙ РЕАКТОР — *ядерный реактор*, в к-ром цепная реакция деления ядер развивается на мгновенных нейтронах и носит импульсный характер. На короткий промежуток времени (от 10^{-4} с до 10^{-1} с) в И. р. с помощью спец. устройств (модуляторов реактивности) создаётся надкритич. состояние, т. е. коэф. размножения нейтронов K в реакторе становится больше 1 (без учёта запаздывающих нейтронов), и мощность И. р. (т. е. интенсивность процесса деления ядер) быстро нарастает. Затем И. р. переводится в подкритич. состояние и процесс затухает. И. р. служат источниками нейтронных импульсов. Выделяющаяся в результате деления энергия не используется и отводится теплоносителем. По способу инициирования и гашения импульсов И. р. разделяются на 3 типа.

Самогасящиеся И. р. (апериодические, взрывные) работают в режиме редких апериодич. вспышек мощности. Импульс развивается в результате быстрого введения в активную зону реактора уранового стержня (в И. р. на быстрых нейтронах) или выведения поглощающих нейтроны стержней (в И. р. на тепловых нейтронах), а гасится в результате влияния энерговыделения на коэф. размножения нейтронов (отрицат. обратная связь). Так, в И. р. на быстрых нейтронах затухание импульса происходит вследствие теплового расширения активной зоны и соответствующего увеличения утечки нейтронов. В И. р. на тепловых нейтронах механизмы гашения цепной реакции деления более разнообразны: из-за нагрева замедлителя тепловые нейтроны менее эффективно делят ядра урана; увеличивается резонансное поглощение нейтронов из-за уширения резонансов (эффект Доплера); уменьшается плотность жидкой активной зоны (водный раствор урана) из-за возникновения пузырьков газа, образующегося при радиолизе жидкости, и др. Сильный эффект самогашения возможен только при нагреве реактора за время импульса до темп-ры порядка 1000 К. Время, необходимое для охлаждения реактора, определяет частоту повторения вспышек (не чаще 2—3 раз в сутки).

Типичные параметры самогасящихся И. р. на быстрых нейтронах: 10^{17}—10^{18} актов деления за 1 импульс; полуширина импульса 25—700 мкс; поток нейтронов за время импульса (флюенс) 10^{15} нейтр/см^2. Для И. р. на тепловых нейтронах: 10^{18}—10^{20} делений за импульс; полуширина импульса 3—100 мс; флюенс тепловых нейтронов 10^{17} нейтр/см^2.

Самогасящиеся И. р. используются для изучения мгновенного воздействия нейтронного и γ-излучений на материалы, приборы и биол. объекты; для испытания ТВЭЛов ядерных реакторов в условиях аварии, для разработки *лазеров с ядерной накачкой*; для нейтронного

активационного анализа. Гл. проблема для самогасящихся И. р.— т. н. тепловой удар, возникающий вследствие того, что тепловое расширение элементов активной зоны не успевает реализоваться за время нагрева (сжатая пружина). В металлич. конструкциях активной зоны И. р. на быстрых нейтронах в результате этого развиваются напряжения, достигающие предела прочности, что ограничивает энергию импульса.

Периодич. И. р. (мигающий, пульсирующий) работает в режиме периодически повторяющихся импульсов мощности, к-рые инициируются и гасятся за счёт периодич. движения части активной зоны, части отражателя либо замедлителя (модулятора реактивности). Полуширина импульса

$$\theta = 2{,}35\sqrt{\tau/\gamma}, \qquad (1)$$

где τ — время «жизни» одного поколения мгновенных нейтронов в реакторе, γ — скорость изменения коэф. размножения нейтронов за счёт движения модулятора реактивности в момент времени, соответствующий максимуму импульса. Короткий импульс можно получить только в реакторе на быстрых нейтронах, где τ мало́ (10^{-8}—10^{-7} с).

Периодич. И. р. занимают промежуточное положение между самогасящимися И. р. и обычными непрерывными реакторами. Они уступают первым по интенсивности импульсов и вторым по ср. мощности, однако значительно превосходят последние по значению потока нейтронов в импульсе, а первые — по ср. мощности. Так, ИБР-2 (ОИЯИ, Дубна), самый мощный из трёх функционирующих И. р. этого типа, имеет ср. мощность 2 МВт, частоту импульсов 5 $с^{-1}$, полуширину импульса быстрых нейтронов 215 мкс, плотность потока тепловых нейтронов на поверхности внеш. замедлителя в максимуме импульса 10^{16} нейтр/$см^2$с.

Осн. назначение периодич. И. р.— исследования на выведенных пучках медленных нейтронов с применением *нейтронной спектроскопии* по времени пролёта, особенно для целей *нейтронографии* конденсированных сред. Для сокращения длительности нейтронного импульса необходимы быстрые модуляторы реактивности, способные изменять коэф. размножения нейтронов со скоростью ~ 100 $с^{-1}$.

Бустеры — подкритич. реакторы ($K<1$), в к-рых импульс мощности инициируется нач. импульсом нейтронов от внеш. источника, размножение нейтронов в активной зоне гасится при затухании цепной реакции деления после выключения источника. Длительность нейтронного импульса в бустере больше длительности внеш. источника на величину порядка $\tau/(1-k)$, где τ — время жизни мгновенных нейтронов, k — эффективный коэф. размножения. Количество нейтронов, генерированное в импульсе в $1/(1-k)$ раз, превышает число нейтронов источника. В качестве внеш. источника используют фотонейтроны из мишеней импульсных *сильноточных ускорителей* электронов с энергией 30—100 МэВ (на 100 электронов в мишени рождается приблизительно 1 нейтрон). Более эффективны протоны с энергией ~ 1 ГэВ. В бустерах удаётся получить наиб. короткие импульсы (~ 1 мкс), однако при более низкой мощности.

Лит.: Шабалин Е. П., Импульсные реакторы на быстрых нейтронах, М., 1976; Ломидзе В. Л., Импульсные ядерные реакторы, М., 1982; Вопросы современной экспериментальной и теоретической физики. Сб. науч. трудов, Л., 1984.

Е. П. Шабалин.

ИМПУЛЬСНЫЙ СИГНАЛ — кратковрем. изменение физ. величины (поля, параметра материальной среды и т. п.). В зависимости от природы различают акустич., эл.-магн. (в т. ч. радио- и оптич.), электрич. и т. п. И. с. Осн. параметрами, определяющими свойства И. с., являются: длительность (протяжённость в пространстве), амплитуда — величина максимального отклонения от определ. уровня, длительность (протяжённость) фронта и среза (спада), скорость перемещения в среде. Повторяющиеся во времени И. с. характеризуются периодом (или частотой) повторения, а также с к в а ж н о с т ь ю, определяемой как отношение периода повторения к длительности импульса.

Для описания формы реальных И. с. используют разл. аппроксимирующие ф-ции (отсюда названия: гауссова, экспоненц., прямоугольная и т. п. форма И. с.), а также разложения И. с. в ряды по спец. базисным ф-циям, напр. ф-циям Эрмита, Бесселя, Уолша, полиномам Чебышева. Спектральным представлением И. с. наз. его *Фурье преобразование*, осн. параметром к-рого является ширина спектра И. с. Спектр любого И. с. бесконечен, однако в технике под шириной спектра И. с. обычно понимают огранич. область частот $\Delta\omega$, в к-рой сосредоточена доминирующая доля (напр. $\geqslant 0{,}9$) полной энергии И. с., её наз. активной шириной спектра. Между активной шириной спектра $\Delta\omega$ и длительностью Δt реальных И. с. выполняется соотношение неопределённости $\Delta\omega\Delta t = \text{const}$, гласящее: чем меньше длительность (интервал времени наблюдения) И. с., тем шире его спектр (тем шире должна быть полоса пропускания обрабатывающей и измерительной аппаратуры).

В радиоэлектронике одиночные И. с. наз. в и д е о и м п у л ь с а м и, а короткие пакеты высокочастотных колебаний, огибающая к-рых изменяется по закону видеоимпульсов,— р а д и о и м п у л ь с а м и. Радиоимпульсные сигналы, используемые в радиолокации, можно рассматривать как частный случай амплитудно-модулированных колебаний (см. *Амплитудная модуляция*). В информационно-вычислит. технике и технике связи последовательности И. с. применяют для кодирования и переноса информации (см. *Импульсная модуляция*). По роли в передаче информации И. с. можно разделить на полезные и мешающие (импульсные помехи), по степени определённости ожидаемых значений — на детерминированные (регулярные) и случайные.

И. с. находят применение также в др. областях техники и эксперим. физики: для дистанц. обнаружения объектов, диагностики неоднородностей разл. сред, ускорения потоков заряж. частиц, создания когерентных излучений и т. д. (см. *Импульсные устройства*). Фактически любое излучение заряж. частиц представляет собой совокупность И. с. разл. амплитуды и длительности. Поэтому И. с. широко представлены в природе в виде «всплесков» излучений космич. источников (напр., пульсаров); сейсмич. возмущений, напр. в результате сдвигов земной коры; возмущений, распространяющихся в биологически активных средах (см. *Нервный импульс*), и т. д.

Лит.: Гоноровский И. С., Радиотехнические цепи и сигналы, 4 изд., М., 1986; Ицхоки Я. С., Овчинников Н. И., Импульсные и цифровые устройства, М., 1973.

Ю. К. Богатырёв, М. А. Миллер.

ИНВАРИАНТ МАТРИЦЫ — характеристика квадратной матрицы A, сохраняющаяся при преобразовании подобия $A' = S^{-1}AS$, где S — невырожденная матрица (её определитель отличен от нуля, $\det S \neq 0$). Матрицы A' и A наз. подобными. Алгебраич. матричные ур-ния сохраняют свой вид при преобразовании подобия, поэтому собственные значения λ_i матрицы являются И. м. Через собств. значения выражаются др. важные для приложений И. м., её след (шпур) и определитель: $\mathrm{Sp}\,A = \sum_i \lambda_i$, $\det A = \prod_i \lambda_i$.

В. И. Алхимов.

ИНВАРИАНТНОЕ ИНТЕГРИРОВАНИЕ — вид интегрирования для ф-ций, аргументом к-рых являются элементы *группы* или точки однородного пространства (любую точку такого пространства можно перевести в другую заданным действием группы). И. и. согласовано с действием группы: значение интеграла не меняется при заменах переменных, отвечающих этому действию, а якобиан замены равен 1.

И. и.— стандартный приём для построения *функционального интеграла*, служащего эфф. средством изучения калибровочных полей, разл. моделей квантовой теории поля.

Если пространство аргументов X является *многообразием* (т. е. допускает введение локальных координат $x_1, \ldots, x_n$), И. и. функции $f(x)$ сводится к вычислению интеграла от *дифференциальной формы* $f\cdot\omega$, где $\omega=\rho(x)dx_1\wedge\ldots\wedge dx_n$; явная ф-ла для $\rho(x)$ приводится ниже. Условие согласования имеет вид $\int\limits_X f\cdot\omega=\int\limits_X T_g f\cdot\omega$; здесь T_g означает оператор сдвига на X с помощью $g\in G$: $T_g f(x)=f(g^{-1}x)$.

Пусть $X=G$ — топологич. группа, действующая на себе левыми сдвигами. И. и. существует тогда и только тогда, когда G локально компактна (в частности, на бесконечномерных группах И. и. не существует). Для подмножества $A\subset G$ И. и. характеристич. ф-ции χ_A (равной 1 на A и 0 вне A) задаёт л е в у ю м е р у Х а а р а $\mu(A)$. Определяющим свойством этой меры является её инвариантность при левых сдвигах: $\mu(g^{-1}A)=\mu(A)$ для всех $g\in G$. Левая мера Хаара на группе определена однозначно с точностью до положит. скалярного множителя. Если известна мера Хаара μ, то И. и. ф-ции f даётся ф-лой $\int_G f(g)d\mu(g)$. Аналогичными свойствами обладает п р а в а я м е р а Х а а р а. Существует непрерывный гомоморфизм (отображение, сохраняющее групповое свойство) Δ_G группы G в группу (относительно умножения) положит. чисел, для к-рого

$$d\mu_l(gh)=\Delta_G(h)\,d\mu_l(g),\quad d\mu_r(hg)=\Delta_G(h)\,d\mu_r(g),$$
$$d\mu_r(g)=\mathrm{const}\cdot\Delta_G(g)d\mu_l(g)=\mathrm{const}\cdot d\mu_l(g^{-1}),$$

где $d\mu_r$ и $d\mu_l$ — правая и левая меры Хаара. Ф-цию $\Delta_G(g)$ наз. м о д у л е м группы G. Если $\Delta_G\equiv 1$, то группа G наз. у н и м о д у л я р н о й; в этом случае правая и левая меры Хаара совпадают. Компактные, полупростые и нильпотентные (в частности, коммутативные) группы унимодулярны. Если G — n-мерная группа Ли и $\theta_1, \ldots, \theta_n$ — базис в пространстве левоинвариантных 1-форм на G, то левая мера Хаара на G задаётся n-формой $\omega=\theta_1\wedge\ldots\wedge\theta_n$. В локальных координатах $\theta_i=\sum_j 0_{ij}(x)dx_j$, $\omega=\det\|\theta_{ij}\|\,dx_1\wedge\ldots\wedge dx_n$.

Для вычисления форм θ_i можно воспользоваться любой матричной реализацией группы G: матричная 1-форма $g^{-1}dg$ наз. левоинвариантна, а её коэф. являются левоинвариантными скалярными 1-формами, из к-рых и выбирается искомый базис. Напр., полная матричная группа $GL(n, R)$ унимодулярна и мера Хаара на ней задаётся формой $(\det g)^{-n}\wedge_{ij} dg_{ij}$.

Пусть $X=G/H$ — однородное пространство, для к-рого локально компактная группа G является группой преобразований, а замкнутая подгруппа H — стабилизатором нек-рой точки. Для того чтобы на X существовало И. и., необходимо и достаточно, чтобы для всех $h\in H$ выполнялось равенство $\Delta_G(h)=\Delta_H(h)$. В частности, это верно в случае, когда H компактна или полупроста.

Полной теории И. и. на бесконечномерных многообразиях не существует. Отд. примеры см. в статьях *Функциональный интеграл*, *Винеровский функциональный интеграл*, *Калибровочные поля*.

Лит.: В е й л ь А., Интегрирование в топологических группах и его применения, пер. с франц., М., 1950; К и р и л л о в А. А., Элементы теории представлений, 2 изд., М., 1978; С л а в н о в А. А., Ф а д д е е в Л. Д., Введение в квантовую теорию калибровочных полей, 2 изд., М., 1988.

А. А. Кириллов.

ИНВАРИАНТНОСТЬ (от лат. invarians, род. падеж invariantis — неизменяющийся) — фундам. физ. понятие, выражающее независимость физ. закономерностей от конкретных ситуаций, в к-рых они устанавливаются, и от способа описания этих ситуаций. Понятие И. применяется также к физ. величинам, значения к-рых не зависят от способа описания.

И. формулируется как обобщение данных опыта и является физ. закономерностью. Среди прочих физ. закономерностей свойства И. выделены тем, что относятся к наиб. широкому кругу явлений, отражают наиб. общие и глубокие свойства физ. объектов. Поэтому иногда их называют принципами И. В ряде случаев понятие И. возникает только в определ. теоретич. рамках и для его формулировки необходимо ввести принципиально ненаблюдаемые величины. Так, описание *калибровочной инвариантности* происходит в терминах потенциалов поля (наблюдаемы их производные — напряжённости) и фаз волновых ф-ций (наблюдаемы квадраты их модулей — вероятности).

Изменение условий наблюдения часто эквивалентно изменению способа описания явления: смена места и времени наблюдения — сдвигу начала отсчёта координат и времени, замена частиц на *античастицы* — операции *зарядового сопряжения* и т. п. Количественно это описывается преобразованиями физ. величин: координат, времени, потенциалов поля, волновых ф-ций и т. д. Как правило, каждая совокупность таких преобразований образует *группу*; её наз. г р у п п о й И. или г р у п п о й с и м м е т р и и. В *лагранжевом формализме* (и *гамильтоновом формализме*) наличие непрерывных групп И. влечёт за собой важные физ. следствия: благодаря *Нётер теореме* каждой однопараметрич. группе И. соответствует сохраняющаяся физ. величина, являющаяся *генератором группы*.

Принципы И. делятся на два осн. класса. И. первого класса, наиб. фундаментальная, характеризует геом. структуру пространства-времени. Однородность и изотропность пространства и однородность времени приводят к И. физ. законов относительно группы сдвигов координат и времени и пространств. вращений. Для изолиров. системы отсюда следует сохранение импульса, энергии и момента импульса. Эта И. является составной частью *относительности принципа*, содержащего дополнительно утверждение об И. относительно выбора инерц. системы отсчёта. В нерелятивистской теории полной группой И. является группа Галилея (см. *Галилея принцип относительности*), а релятивистская И.— это И. относительно преобразований *Пуанкаре группы*. И. первого класса универсальна и относится ко всем типам взаимодействий, к классич. и квантовой теории. В квантовой теории поля столь же универсальна *CPT*-И. (см. *Теорема CPT*), следующая из *релятивистской инвариантности* и *причинности принципа*.

Ко второму классу относятся менее универсальные принципы И., характеризующие отд. типы взаимодействий. Таковы И. относительно калибровочных преобразований, унитарной симметрии, цветовой симметрии; такова И. эл.-магн. и сильного взаимодействий относительно *обращения времени* и *пространственной инверсии*; в теории элементарных частиц кажется перспективным выделение спец. типа взаимодействий, обладающего И. относительно преобразований *суперсимметрии*, и т. д.

Принципы И. играют фундам. роль в построении физ. теорий и формулируются обычно как И. *действия* относительно преобразований групп симметрии. Чаще всего И. действия обеспечивается требованием И. *лагранжиана*, к-рое в значит. степени фиксирует его вид. Однако встречаются ситуации, когда И. действия обеспечена тем, что преобразование симметрии меняет лагранжиан на полную производную, а не просто оставляет его инвариантным.

Если теория строится как аксиоматическая, принципы И. явно включаются в число аксиом (см. *Аксиоматическая квантовая теория поля*) и существенно используются при получении общих следствий теории (напр., теоремы *CPT*, *дисперсионных соотношений*, *перекрёстной симметрии* и др.).

При построении разл. объединённых теорий возникла концепция приближённой, или нарушенной, И. Обычно в таких теориях имеется параметр с размерностью массы (напр., разность масс частиц, участвующих

в преобразованиях симметрии); при энергиях, много больших этого параметра, И. считается точной (см. *Электрослабое взаимодействие, Великое объединение*). Такой же характер имеет *масштабная инвариантность*, появляющаяся у амплитуд перехода при энергиях, много больших масс всех частиц, участвующих в р-ции.

С понятием И. тесно связано понятие ковариантности. В любой теории, обладающей свойством И. относительно преобразований данной группы, не все физ. величины инвариантны. Большинство из них меняется при преобразованиях группы. Технически удобнее, когда эти изменения определ. образом регламентированы; за И. теории значительно легче проследить, когда преобразование всех физ. величин под действием группы происходит по *представлениям группы* И. В этом случае сами величины и формулировка теории наз. ковариантными. При ковариантной формулировке теории любое её ур-ние не меняет своего вида при преобразованиях группы И., т. к. все его члены преобразуются согласованно. Это помогает, напр., фиксировать зависимость отдельных, заранее неизвестных членов ур-ния от остальных физ. величин, строить релятивистские обобщения нерелятивистских ф-л, перечислить возможные *контрчлены* в процедуре *перенормировки* и т. п. Поэтому, начиная с А. Эйнштейна, для теоретич. физики характерно стремление к ковариантной формулировке любой физ. теории.

Лит.: Вигнер Е., Этюды о симметрии, пер. с англ., М., 1971.

В. П. Павлов.

ИНВАРИАНТНЫЙ ЗАРЯД — одно из осн. понятий метода *ренормализационной группы* в квантовой теории поля (КТП). Определяется как произведение перенормированных константы связи (заряда), вершинной ф-ции, соответствующей этой константе, и корней квадратных из обезразмеренных *пропагаторов* частиц, входящих в данную вершину. Назв. связано с тем, что указанное произведение инвариантно относительно преобразований ренормализац. группы, а при выключении *радиационных поправок* переходит в соответствующий заряд (константу связи) или простую ф-цию от него. Физ. смысл И. з. близок к физ. смыслу *эффективного заряда*.

Лит. см. при ст. *Ренормализационная группа.*

Д. В. Ширков.

ИНВАРИАНТЫ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ — величины, характеризующие эл.-магн. поле и не изменяющие своего значения (инвариантные) при переходе от одной инерциальной системы отсчёта к другой. И. э. п., как и само поле, являются ф-циями пространственных координат и времени. В вакууме существуют 2 независимых И. э. п.:

$$I_1 = \boldsymbol{B}^2 - \boldsymbol{E}^2, \quad I_2 = (\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{B}).$$

Для эл.-магн. поля в среде добавляются ещё 2 И. э. п.:

$$I_3 = \boldsymbol{H}^2 - \boldsymbol{D}^2, \quad I_4 = (\boldsymbol{D}\cdot\boldsymbol{H}).$$

Здесь $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$ — векторы напряжённостей электрич. и магн. полей соответственно, $\boldsymbol{D}$ и $\boldsymbol{B}$ — векторы индукции этих полей (в вакууме $\boldsymbol{E}=\boldsymbol{D}$ и $\boldsymbol{B}=\boldsymbol{H}$, следовательно, $I_1=I_3$, $I_2=I_4$). Инвариант I_1 определяет ф-цию Лагранжа для эл.-магн. поля в вакууме. Величины I_2 и I_4, строго говоря, являются псевдоинвариантами: они меняют знак при преобразованиях отражения и инвариантны относительно преобразований вращения (т. е. являются псевдоскалярами); истинными инвариантами являются I_2^2 и I_4^2. Инвариантность приведённых выражений следует из *Лоренца преобразований* для эл.-магн. поля.

И. э. п. являются инвариантными комбинациями компонентов тензоров электромагнитного поля $F_{\mu\nu}$ и $H_{\mu\nu}$:

$$I_1 = \frac{1}{2}\sum_{\mu,\,\nu=0}^{3} F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}, \quad I_2 = -\frac{1}{4}\sum_{\mu,\,\nu=0}^{3} e^{\mu\nu\sigma\tau}F_{\mu\nu}F^{\sigma\tau},$$

$$I_3 = \frac{1}{2}\sum_{\mu,\,\nu=0}^{3} H_{\mu\nu}H^{\mu\nu}, \quad I_4 = -\frac{1}{4}\sum_{\mu,\,\nu=0}^{3} e^{\mu\nu\sigma\tau}H_{\mu\nu}H^{\sigma\tau},$$

где $e^{\mu\nu\sigma\tau}$ — *Леви-Чивиты символ*, верх. и ниж. индексы относятся соответственно к контравариантным и ковариантным компонентам тензора (см. *Ковариантность и контравариантность*), связанным между собой при помощи метрич. тензора $g_{\mu\nu}=g^{\mu\nu}$:

$$F^{\mu\nu} = \sum_{\sigma,\,\tau=0}^{3} g^{\mu\sigma}g^{\nu\tau}F_{\sigma\tau}.$$

Ковариантный тензор эл.-магн. поля $F_{\mu\nu}$ задаётся в 4-мерном пространстве (ct, x, y, z) (c — скорость света, t — время, x, y, z — пространственные координаты) следующим образом:

$$F_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 0 & E_x & E_y & E_z \\ -E_x & 0 & -B_z & B_y \\ -E_y & B_z & 0 & -B_x \\ -E_z & -B_y & B_x & 0 \end{pmatrix}.$$

Тензор $H_{\mu\nu}$ получается из $F_{\mu\nu}$ заменой

$$E_{x,\,y,\,z} \longrightarrow D_{x,\,y,\,z} \text{ и } B_{x,\,y,\,z} \longrightarrow H_{x,\,y,\,z}.$$

Вид тензоров эл.-магн. поля и выражения для И. э. п. через их компоненты зависят от способа введения 4-мерного пространства: (ct, x, y, z) или (ict, x, y, z), в последнем случае нет необходимости различать ковариантные и контравариантные объекты.

Инвариантность величин $I_{1,\,2,\,3,\,4}$ позволяет без непосредств. обращения к преобразованиям Лоренца сделать нек-рые выводы о связях между эл.-магн. полями в разл. инерциальных системах отсчёта, напр.: переходом в др. систему отсчёта нельзя преобразовать чисто электрич. поле ($\boldsymbol{E}\neq 0$, $\boldsymbol{B}=0$) в чисто магн. ($\boldsymbol{B}\neq 0$, $\boldsymbol{E}=0$) и наоборот;

переходом в другую систему нельзя преобразовать острый (тупой) угол между векторами $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{B}$ в тупой (острый);

условия равенства полей $E=B$ или их ортогональности $\boldsymbol{E}\perp\boldsymbol{B}$ (в этом случае $I_1=0$ или $I_2=0$) могут быть выполнены только одновременно во всех инерциальных системах отсчёта.

В частности, для поля плоской эл.-магн. волны в вакууме оба инварианта поля равны нулю.

Свойства, сформулированные выше для полей $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{B}$, имеют место, разумеется, и для полей $\boldsymbol{D}$ и $\boldsymbol{H}$.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988; их же, Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Стрэттон Д. А., Теория электромагнетизма, пер. с англ., М.— Л., 1948; Джексон Дж., Классическая электродинамика, пер. с англ., М., 1965, гл. 2.

М. Д. Тожман.

ИНВА́РНЫЕ СПЛА́ВЫ — группа магнитоупорядоченных сплавов, обладающих очень малым коэф. теплового линейного расширения (КТР). Первый И. с., содержащий 35 атомных % Ni (остальное Fe), был открыт Ш. Гильомом (Ch. Guillaume, 1899). Состав (в атомных %) и КТР типичных И. с. в области комнатных темп-р приведены в табл. (T_C — темп-ра Кюри, см. *Кюри точка*).

Сплав	Состав	КТР·10^6	T_C, К
Fe — Ni-инвар . .	65% Fe, 35% Ni	1,2	505
Супериивар . . .	64% Fe, 32% Ni, 4% Co	0,0	503
Нержавеющий инвар	37% Fe, 52% Co, 11% Cr	0,0	390
Fe — Pt-инвар . .	75% Fe, 25% Pt	−30	353
Fe — Pd-инвар . .	69% Fe, 31% Pd	0,0	613

Все приведённые сплавы имеют гранецентрированную кубич. кристаллографич. структуру. И. с. отличаются рядом необычных физ. свойств: аномально большими значениями спонтанной *магнитострикции* и восприимчивости *парапроцесса*, большим влиянием давления p на намагниченность M и темп-ру Кюри (И. с. обладают на порядок более высокими значениями производной dM/dp, чем, напр., Ni или Fe), резким изме-

нением намагниченности и темп-ры Кюри при изменении состава сплава, аномальной температурной зависимостью намагниченности насыщения и др.

Малые значения КТР И. с. обусловливают их широкое применение в технике и промышленности: в микроволновой технике, приборостроении, часовой промышленности, измерит. технике, вакуумной технике, автоматике, лазерной технике, кораблестроении и т. д. В то же время ферромагн. И. с. не могут быть использованы в качестве материалов для деталей, намагниченность к-рых может вредно сказаться на их работе (напр., держателей головок в видеомагнитофонах, теневых масок в телевиз. приёмниках).

В 1972 были открыты т. н. немагнитные И. с.— антиферромагн. сплавы Cr с небольшими добавками Fe и др. элементов. Установлено также, что инварными свойствами обладают нек-рые редкоземельные ферро- и ферримагнитные сплавы (напр., ферримагн. сплав $Gd_xY_{1-x}Co_2$ в фазе Лавеса).

Малые значения КТР И. с. обусловлены тем, что обычное («дебаевское») тепловое расширение компенсируется у этих сплавов сокращением размеров, связанным с большой спонтанной магнитострикцией.

Отличие И. с. от обычных магнитоупорядоченных сплавов, у к-рых аномалии теплового расширения проявляются в узкой области около точки Кюри (Нееля), заключается в том, что в И. с. эти аномалии наблюдаются во всём температурном интервале существования магн. упорядочения.

Аномальные физ. свойства И. с., возможно, связаны с сосуществованием в этих сплавах ферромагнитно и антиферромагнитно упорядоченных спиновых подсистем. Темп-ры *магнитных фазовых переходов* каждой из этих подсистем в парамагн. фазу различны. Из-за *обменного взаимодействия* между ферро- и антиферромагн. подсистемами в И. с. в температурном интервале между их точками переходов в парамагн. фазу происходит следующее. Магн. подсистема, имеющая более низкую темп-ру фазового перехода, не становится при переходе полностью разупорядоченной. Эта спиновая подсистема остаётся в нек-ром промежуточном состоянии между магнитоупорядоченным и полностью разупорядоченным состояниями, аналогичном состоянию однофазной магнитоупорядоченной системы вблизи темп-ры Кюри. С др. стороны, это же обменное взаимодействие приводит к тому, что др. спиновая подсистема, имеющая более высокую темп-ру фазового перехода, тоже находится в нек-ром частично разупорядоченном состоянии.

Сочетание этих факторов приводит к появлению в широком температурном интервале аномалий физ. свойств, аналогичных аномалиям, наблюдаемым в однофазовых магнитоупорядоченных системах только вблизи темп-ры Кюри или Нееля.

Лит.: Роде В. Е., Роль обменного взаимодействия между ферро- и антиферромагнитными компонентами железоникелевых инварных сплавов, «Изв. АН СССР. Сер. физич.», 1980, т. 44, с. 1386; Захаров А. И., Физика прецизионных сплавов с особыми тепловыми свойствами, М., 1986. *В. Е. Роде.*

ИНВЕРСИОННЫЙ СЛОЙ — слой у границы *полупроводника*, в к-ром знак осн. носителей заряда противоположен знаку осн. носителей в объёме полупроводника. Образуется у свободной поверхности полупроводника или у его контакта с диэлектриком, металлом или др. полупроводником (см. *Гетеропереход*). Образование И. с. обусловлено воздействием на поверхность нормального к ней электрического поля, к-рое, согласно *зонной теории*, приводит к изгибу зон вблизи поверхности (см. *Поля эффект*). Если, напр., в полупроводнике *p*-типа искривление таково, что уровень Ферми $\mathcal{E}_F$ становится ближе к дну зоны проводимости $\mathcal{E}_c$, чем к потолку валентной зоны $\mathcal{E}_v$, то вблизи поверхности образуется И. с., в к-ром концентрация электронов больше концентрации дырок (рис. 1, *а*).

И. с. всегда изолирован от осн. объёма полупроводника *запорным слоем*. И. с. у границы раздела полупроводник — диэлектрик (вакуум) изолирован с обеих сторон и аналогичен тонкой полупроводниковой плёнке, в к-рой в качестве осн. носителей выступают неосн. носители в объёме. В случае гетеропереходов И. с. изолирован запорными слоями с обеих сторон — один из них в «своём», а другой — в «чужом» полупроводнике. С помощью внеш. электрич. поля можно управлять

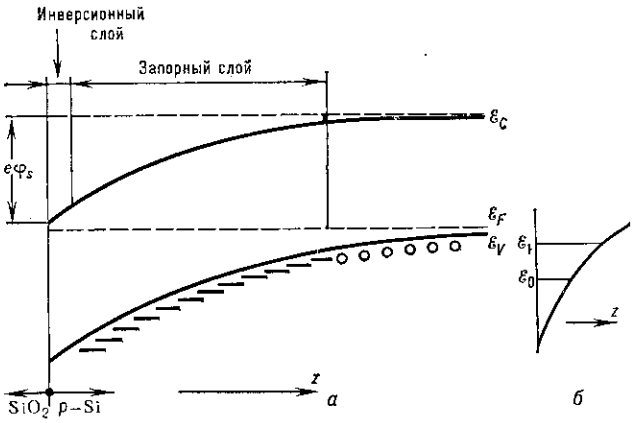


Рис. 1. *а* — Зонная диаграмма полупроводника *p*-типа (*p*—Si) вблизи границы с диэлектриком (SiO_2); инверсионный слой толщиной *d* имеет проводимость *n*-типа; $\mathcal{E}_c$ — дно зоны проводимости, $\mathcal{E}_v$ — вершина валентной зоны, φ_s — поверхностный потенциал электрич. поля, $\mathcal{E}_F$ — уровень Ферми; *б* — Потенциальная яма для электрона при $\varphi_s > 0$; $\mathcal{E}_0$, $\mathcal{E}_1$ — уровни энергии электрона.

концентрацией носителей в И. с. на единицу площади поверхности и его эфф. толщиной *d*. Источники этого поля — заряды, внедрённые в диэлектрич. слой, нанесённый на полупроводник или заряд спец. полевого электрода, изолированного от полупроводника тонким диэлектрич. слоем (см. *МДП-структура*; рис. 2).

Приближённое условие образования И. с. для рис. 1, *а* имеет вид:

$$|E_s| \gtrsim \frac{\sqrt{\mathcal{E}_g kT}}{el_D},$$

где E_s — напряжённость электрич. поля на поверхности, $\mathcal{E}_g$ — ширина запрещённой зоны, l_D — *дебаевский радиус экранирования* в объёме полупроводника,

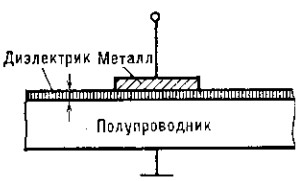


Рис. 2. МДП-структура.

T — темп-ра, e — заряд электрона. Типичные толщины И. с. с вырожденным газом носителей $d \sim 40$—100 Å (толщины запорного слоя 10^3—10^4 Å).

В случае гетероперехода часть носителей из объёма одного полупроводника проникает через барьер в другой, уравнивая $\mathcal{E}_F$ в объёме обоих. В результате переноса заряда создаётся внутр. электрич. поле, приводящее к изгибу зон и образованию потенциальной ямы.

Электрическое квантование. Ограниченность И. с. в направлении нормали к поверхности приводит к квантованию энергии движения носителей:

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_i + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m^*}, \qquad (*)$$

где $i = 0, 1, \ldots$ — целые числа, k — волновой вектор в плоскости И. с., m^* — *эффективная масса* носителей заряда (для простоты изотропная в плоскости И. с.). Из (*) видно, что каждое $\mathcal{E}_i$ является дном i-й электрич. подзоны.

Переходы между разл. электрич. подзонами наблюдаются по резонансному поглощению излучения в дальнем ИК-диапазоне. При высоких концентрациях носителей в И. с. n_s, т. е. при $i \gg 1$, а также для И. с. с большой протяжённостью в глубь полупроводника уровни $\mathcal{E}_i$ сближаются до расстояния, к-рое меньше их собств. ширины или kT, и свойства И. с. становятся классическими.

Электроны в И. с., если заселена только ниж. подзона $i=0$, ведут себя как идеальный *двумерный электронный газ*; плотность состояний в i-й подзоне на единичный интервал энергии (рис. 1, *б*):

$$D(\mathcal{E}) = \begin{cases} \dfrac{g_v m^*}{\pi\hbar^2} & \text{при } \mathcal{E} > \mathcal{E}_0, \\ 0 & \text{при } \mathcal{E} < \mathcal{E}_0. \end{cases}$$

Здесь $\mathcal{E}_0$ — дно подзоны, g_v — число эквивалентных энергетич. зон в импульсном пространстве. Для И. с. в кристаллографич. плоскости (100) p-Si $g_v=2$, для И. с. в p-GaAs $g_v=1$. При малых поверхностных концентрациях n_s, когда заполнена лишь осн. подзона ($i=0$):

$$n_s = \frac{g_v m^*}{\pi\hbar^2}\mathcal{E}_F.$$

Прямое доказательство двумерности электронного газа в тонких И. с. было впервые получено в экспериментах А. Б. Фаулера (A. B. Fowler), Фэнга (Fang), Хауарда (Howard) и Стайлса (Stiles), обнаруживших в 1966 квантовые осцилляции магнитосопротивления И. с. в Si, периодичные по концентрации, с периодом, зависящим только от нормальной компоненты $\boldsymbol{H}$ (см. *Шубникова — де Хааза эффект*, *Квантовые осцилляции* в магнитном поле).

Кулоновское взаимодействие носителей в И. с. характеризуется отношением потенциальной энергии $e^2(\pi n_s)^{1/2}$ к ср. кинетической, к-рая при низких темп-рах для носителей в И. с. равна энергии нулевых колебаний $\pi n_s\hbar^2/2m^*$. Предсказывалось, что при малых концентрациях носителей в И. с. возможен фазовый переход в упорядоченное состояние (см. *Вигнеровский кристалл*). Эксперим. сведений о возникновении в И. с. вигнеровской кристаллизации пока (1987) не получено.

Применение. И. с. является осн. элементом полевого МДП-транзистора, запоминающих устройств и др. приборов *микроэлектроники*. На мн. характеристики И. с., в частности на электропроводность, существенно влияет рассеяние носителей заряж. примесями, фононами и шероховатостью поверхности полупроводника. И. с. служит также важным объектом исследований свойств двумерных проводников. Осн. физ. явления, изучаемые в И. с.: активационное поведение электропроводности (см. *Андерсоновская локализация*), отрицательное магнитосопротивление (см. *Магнетосопротивление*), эффект Шубникова — де Хааза, *циклотронный резонанс* и др.

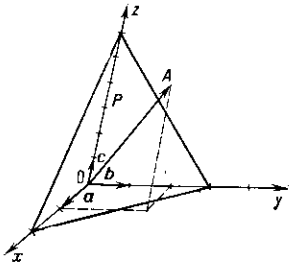
Лит.: Ando T., Fowler A. B., Stern F., Electronic properties of two-dimensional systems, «Revs Mod. Phys.», 1982, v. 54, p. 437; см. также лит. при ст. *Контактные явления в полупроводниках*.

З. С. Грибников, В. М. Пудалов.

ИНВЕ́РСИЯ НАСЕЛЁННОСТЕЙ (от лат. inversio — переворачивание, перестановка) — неравновесное состояние вещества, при к-ром для составляющих его частиц (атомов, молекул и т. п.) для к.-л. пары уровней энергии выполняется неравенство: $N_2/g_2 > N_1/g_1$, где N_2 и N_1 — населённости верх. и ниж. уровней энергии, g_2 и g_1 — их кратности вырождения (см. *Уровни энергии*). В обычных условиях (при тепловом равновесии) на верх. уровне энергии находится меньше частиц, чем на нижнем (см. *Больцмана распределение*), и неравенство не выполняется. И. н.— необходимое условие генерации и усиления эл.-магн. колебаний во всех устройствах *квантовой электроники*.

ИНДЕКСЫ КРИСТАЛЛОГРАФИ́ЧЕСКИЕ — три целых числа, определяющие расположение в пространстве граней и атомных плоскостей кристалла (индексы Миллера), а также направлений в кристалле и его рёбер (индексы Вейса) относительно кристаллографич. осей. Прямая и параллельное ей ребро, определяемые индексами Вейса p_1, p_2, p_3 (обозначаются $[p_1p_2p_3]$), проходят из начала координат O в точку A, определяемую вектором $p_1a+p_2b+p_3c$, где a, b, c — периоды решётки (на рис. прямая OA определяется индексами Вейса [124]).

Кристаллографич. плоскость отсекает на осях координат, построенных на векторах $\boldsymbol{a}$, $\boldsymbol{b}$, $\boldsymbol{c}$, отрезки $p_1'a$, $p_2'b$, $p_3'c$ (p_1', p_2', p_3' — целые числа); целочисл. обратные отношения $1/p_1' : 1/p_2' : 1/p_3' = h : k : l$ определяют индексы Миллера (hkl) данной плоскости. Напр., для плоскостей P на рис. $p_1'=2$, $p_2'=3$, $p_3'=6$; обратные отношения этих величин $^1/_2 : ^1/_3 : ^1/_6$ можно привести к целым числам: $^6/_2 : ^6/_3 : ^6/_6 = 3 : 2 : 1$, т. е. плоскость P определяется миллеровскими индексами (321).



Прямая OA с индексами Вейса [124] и плоскость P с индексами Миллера (321); Ox, Oy, Oz — кристаллографические оси.

Равенство нулю одного или двух индексов Миллера означает, что плоскости параллельны одной или двум кристаллографич. осям. Отрицат. значения индексов Миллера соответствуют плоскостям, пересекающим оси координат в отрицат. направлениях. Совокупность симметричных граней одной простой формы кристалла обозначается $\{h\ k\ l\}$. При *дифракции рентгеновских лучей* индексы h, k, l отражающей плоскости характеризуют одновременно положение дифракционного максимума (рефлекса) в *обратной решётке*.

Лит. см. при ст. *Кристаллография*.

Б. К. Вайнштейн.

ИНДЕТЕРМИНИ́ЗМ (от лат. in- — приставка, означающая отрицание, и *детерминизм*) — отрицание объективной связи событий, приводящее к отрицанию причинности как всеобщего принципа. В совр. физике возрождение индетерминистских концепций связано с открытием статистич. характера поведения отд. объектов микромира, даваемого *квантовой механикой*. В действительности открытие статистич. закономерностей знаменует переход к более глубокому отражению объективных связей в природе, когда присущая природе необходимость выступает в тесной взаимосвязи со случайностью. Т. о., статистич. характер законов микромира не означает отсутствия причинности, а выражает новую, более высокую форму детерминизма. Связь состояний во всех статистич. теориях по-прежнему носит однозначный характер. См. *Причинность*.

Г. Я. Мякишев.

ИНДЕ́ФИНИТНАЯ МЕ́ТРИКА (от лат. indefinitus — неопределённый) — обобщение скалярного произведения, когда на него не накладывается условие положит. определённости. В конечномерном векторном пространстве индефинитное скалярное произведение в координатной записи даётся ф-лой $(\boldsymbol{xy}) = \sum_{i,j} g_{ij}x^{i*}y^j$ (в случае комплексного пространства,* означает комплексное сопряжение) или $(\boldsymbol{xy}) = \sum_{i,j} g_{ij}x^iy^j$ (в случае веществ. пространства); здесь $g \equiv \{g_{ij}\}$ — невырожденная эрмитова матрица (в комплексном случае) или невырожденная веществ. симметричная матрица (в веществ. случае). Веществ. пространства с И. м. наз. также псевдоевклидовыми пространствами; важнейшим физ. примером является *Минковского пространство-время* (пространство-время спец. теории относительности). Псевдориманова геометрия (построенная по типу римановой, но с И. м.) лежит в основе матем. аппарата общей теории относительности (теории *тяготения* Эйнштейна — Гиль-

берта). Комплексные пространства с И. м. (наз. псевдогильбертовыми пространствами) находят применение в квантовой теории поля.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988; Рашевский П. К., Риманова геометрия и тензорный анализ, 3 изд., М., 1967; Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Введение в теорию квантованных полей, 4 изд., М., 1984; Надь К. Л., Пространства состояний с индефинитной метрикой в квантовой теории поля, пер. с англ., М., 1969; Азизов Т. Я., Иохвидов И. С., Основы теории линейных операторов в пространствах с индефинитной метрикой, М., 1986. *А. И. Оксак.*

ИНДИЙ (Indium), In, — хим. элемент III группы периодич. системы элементов, ат. номер 49, ат. масса 114,82. В природе представлен двумя изотопами: стабильным ^{113}In (4,28%) и слабо β⁻-радиоактивным ^{115}In (95,72%, $T_{1/2}=5\cdot10^{14}$ лет). Электронная конфигурация внеш. оболочки $5s^2p$. Энергии последоват. ионизации 5,786, 18,869 и 28,03 эВ. Кристаллохим. радиус In 0,166 нм, иона In^{3+} 0,092 нм. Значение электроотрицательности 1,49.

В свободном виде — серебристо-белый мягкий металл. Кристаллич. решётка тетрагональная с постоянными решётки $a=0{,}4583$ и $c=0{,}4936$ нм. Плотн. 7,31 кг/дм³, $t_{пл}=156{,}78°$ С, $t_{кип}=2024°$ С. Теплоёмкость $C_p=26{,}7$ Дж/(моль·К), теплота плавления 3,26 кДж/моль, теплота кипения 237,4 кДж/моль. Коэф. линейного расширения $33\cdot10^{-6}$ К⁻¹ (20 °С), теплопроводность 87—80 Вт/(м·К) (при 250—400 К). Уд. сопротивление 0,0837 мкОм·м (0° С), температурный коэф. сопротивления 0,00490 К⁻¹ (0—100° С), модуль упругости 10,5 ГПа. Тв. по Бринеллю 9 МПа, предел прочности при растяжении 2,25 МПа, предел прочности при сжатии 2,15 МПа.

В хим. соединениях проявляет степень окисления +3, реже +1 и +2. На воздухе при комнатной темп-ре устойчив, при нагревании окисляется.

Осн. область применения И. и его соединений (InSb, InAs и InP) — полупроводниковые материалы. Так, InSb применяют в детекторах ИК-излучения. InAs используют также в приборах для измерения напряжённости магн. поля. Легирование микроколичествами И. полупроводниковых Si и Ge применяют для создания дырочной проводимости и p—n-переходов. Кроме того, И. используют как герметизирующий, припойный и коррозионно-стойкий материал в электронной промышленности. Индиевые покрытия обладают высокой отражат. способностью и могут применяться для изготовления зеркал и рефлекторов. *С. С. Бердоносов.*

ИНДИКАТРИ́СА (франц. indicatrice, букв. — указывающая) (указательная поверхность) — вспомогательная поверхность, характеризующая зависимость к.-л. свойства среды от направления. Для построения И. из одной точки проводят радиусы-векторы, длина к-рых пропорц. величине, характеризующей данное свойство в данном направлении, напр. электропроводность, показатель преломления, модули упругости.

Индикатриса в оптике — линия или поверхность, изображающая зависимость от направления характеристик светового поля или пространств. (угл.) характеристики оптич. свойств к.-л. тела (яркости, силы света, отражат. способности, показателя преломления и др.). Для получения И. строят полярную диаграмму, из центра к-рой в соответствующих направлениях откладывают радиусы-векторы, пропорциональные в принятом масштабе величине исследуемой оптич. характеристики. Линия (поверхность), соединяющая концы этих отрезков, и будет И. Применительно к источникам излучений понятие И. часто заменяют термином *диаграмма направленности*. И. рассеяния изображает распределение рассеянного света для разл. углов наблюдения. И. в оптике часто применяют в случаях, когда аналитич. выражение соответствующих угл. зависимостей сложно или неизвестно. Понятием И. широко пользуются при выполнении светотехн. расчётов, а также в *кристаллооптике*.

Лит.: Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976; Мешков В. В., Основы светотехники, 2 изд., М., 1979. *Л. Н. Капорский.*

ИНДУКТИ́ВНОЕ СОПРОТИВЛЕ́НИЕ в цепи переменного тока — реактивная часть сопротивления двухполюсника (см. *Импеданс*), в к-ром синусоидальный ток отстаёт по фазе от приложенного напряжения подобно тому, как это имеет место для катушки самоиндукции. В идеальном случае, когда катушка самоиндукции может быть охарактеризована единств. параметром — *индуктивностью* $L=\text{const}$, И. с. определяется как отношение амплитуд напряжения и тока и равно $X_L=\omega L$ (ω — циклич. частота). При этом ток отстаёт по фазе от напряжения точно на угол $\pi/2$, вследствие чего в среднем за период не происходит ни накопления эл.-магн. энергии в катушке, ни её диссипации: дважды за период энергия накачивается внутрь катушки (в основном в виде энергии магн. поля) и дважды возвращается обратно источнику (или во внеш. цепь).

Принято считать, что реактанс произвольного двухполюсника (мнимая часть его импеданса $Z=R+iX$) имеет индуктивный характер, если он положителен [$X>0$, при $\exp(i\omega t)$-описании временной зависимости величин]. Именно этот признак, а не пропорциональность X частоте ω характерен для И. с. В принципе ф-ция $X(\omega)$ для И. с. может быть произвольной (известные ограничения накладывают только *Крамерса — Кронига соотношения*); более того, даже реактивная энергия, связанная с И. с., не обязательно должна быть преимущественно магнитной. И. с. в микросхемах довольно часто воспроизводятся с помощью *фазовращателей* (гираторов). Отметим также, что один и тот же двухполюсник может вести себя по-разному в разл. диапазонах частот. Так, колебат. контур, составленный из параллельно соединённых катушек самоиндукции (с индуктивностью L) и конденсатора (с ёмкостью C), на частотах ниже резонансной $\omega_p=1/\sqrt{LC}$ ведёт себя как И. с., а при $\omega>\omega_p$ — как *ёмкостное сопротивление*. *М. А. Миллер, Г. В. Пермитин.*

ИНДУКТИ́ВНОЕ СОПРОТИВЛЕ́НИЕ в аэродинамике — часть *аэродинамического сопротивления* крыла, обусловленная вихрями, оси к-рых берут своё начало на крыле и направлены вниз по потоку. Эти

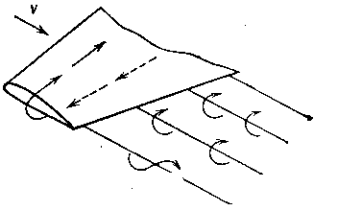


Рис. 1. Схема возникновения торцевого вихря в результате перетекания воздуха из области под крылом в область над крылом.

т. н. свободные вихри происходят от перетекания воздуха у торцов (рис. 1) из области под крылом в область над крылом. Течение воздуха у торцов вызывает поток, направленный над крылом от торцов к плоскости симметрии, а под крылом — от плоскости симметрии к торцам; в результате в спутной струе, или следе, за крылом происходит вращение каждой частицы вокруг оси, проходящей через неё и параллельной местному вектору скорости v потока; направление вращения при этом противоположно для левого и правого полукрыла (рис. 2). Т. о., возникает непрерывная система вихрей, отходящих от каждой точки поверхности крыла. В случае крыла большого удлинения можно считать, что свободные вихри образуют плоскую вихревую пелену; для крыла малого удлинения вихревая система является пространственной.

Свободные вихри вызывают (индуцируют) в области между торцами крыла потоки, направленные вниз, к-рые, налагаясь на набегающий поток, отклоняют последний вниз на угол $\Delta\alpha$ (угол скоса потока). В результате подъёмная сила элемента крыла, к-рая по теоре-

ме Жуковского о подъёмной силе должна быть перпендикулярна набегающему потоку, отклоняется назад на тот же угол (рис. 3). Разлагая эту силу на компоненты вдоль v и перпендикулярно v, получаем индуктивное лобовое сопротивление и подъёмную силу.

И. с. и угол скоса потока могут быть вычислены, если в каждом сечении крыла известно распределение

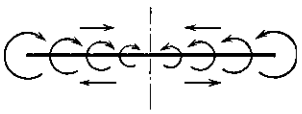


Рис. 2. Разрез потока за крылом плоскостью, перпендикулярной v.

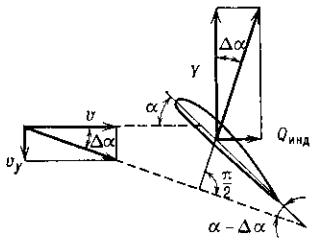


Рис. 3. Образование индуктивного сопротивления в результате скоса потока свободными вихрями крыла; v_y — скорость, индуцированная свободными вихрями; Δα — угол скоса.

циркуляции скорости по контуру, охватывающему профиль. В случае крыла большого удлинения в потоке несжимаемой среды угол скоса и И. с. определяются ф-лами:

$$\Delta\alpha=\frac{1}{4\pi v}\int\limits_{-l/2}^{l/2}\frac{d\Gamma}{d\zeta}\cdot\frac{d\zeta}{z-\zeta},\quad Q_{инд}=\rho v\int\limits_{-l/2}^{l/2}\Gamma\Delta\alpha\,dz,$$

где l — размах крыла, ρ — плотность среды, Γ — циркуляция скорости по контуру, охватывающему данное сечение крыла, z — расстояние сечения от ср. плоскости крыла, ζ — расстояние оси свободного вихря от этой плоскости. Распределение циркуляции по размаху должно удовлетворять интегродифференциальному ур-нию:

$$\Gamma=a_0\frac{v}{2}b\left(\alpha_a-\frac{1}{4\pi v}\int\limits_{-l/2}^{l/2}\frac{d\Gamma}{d\zeta}\cdot\frac{d\zeta}{z-\zeta}\right),$$

где a_0 — производная от коэф. *подъёмной силы* по углу атаки для данного сечения крыла, b — хорда данного сечения, α_a — аэродинамич. угол атаки (т. е. угол атаки, отсчитываемый от направления, при к-ром подъёмная сила равна нулю). Ур-ние для $\Gamma(z)$ обычно решается с помощью тригонометрич. рядов.

Безразмерный коэф. И. с. $C_{x\,инд}$ связан с коэф. подъёмной силы C_y плоского крыла соотношением

$$C_{x\,инд}=\frac{C_y^2}{\pi\lambda}(1+\delta)$$

($\lambda=l^2/S$ — удлинение крыла, S — площадь крыла в плане, δ — величина, зависящая от распределения циркуляции по размаху крыла). Если крыло имеет бесконечно большой размах ($\lambda=\infty$), И. с. отсутствует. Если циркуляция распределена вдоль размаха крыла по эллиптич. закону, то $\delta=0$ и И. с. минимально.

Лит.: Прандтль Л., Гидроаэромеханика, пер. с нем., 2 изд., М., 1951; Лойцянский Л. Г., Механика жидкости и газа, 6 изд., М., 1987, гл. 9, § 78; Краснов Н. Ф., Аэродинамика, 3 изд., ч. 1—2, М., 1980. *Н. Я. Фабрикант.*

ИНДУКТИВНОСТЬ в электродинамике (коэффициент самоиндукции) (от лат. inductio — наведение, побуждение) — параметр электрич. цепи, определяющий величину эдс самоиндукции, наводимой в цепи при изменении протекающего по ней тока и (или) при её деформации. Термин «И.» употребляется также для обозначения элемента цепи (двухполюсника), определяющего её индуктивные свойства (синоним — катушка самоиндукции).

И. является количеств. характеристикой эффекта самоиндукции, открытого независимо Дж. Генри (J. Henry) в 1832 и М. Фарадеем (M. Faraday) в 1835. При изменении тока в цепи и (или) при её деформации происходит изменение магн. поля, к-рое, в соответствии с законом индукции, приводит к возникновению вихревого электрич. поля $\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r},t)$ с отличной от нуля циркуляцией $\mathcal{E}_i=\oint\limits_{l_i}E_l dl=-d\Phi_i/dt$ по замкнутым контурам l_i, пронизываемым магн. потоком Φ_i. Внутри проводника вихревое поле $\boldsymbol{E}$ взаимодействует с порождающим его током и оказывает противодействие изменению магн. потока (*Ленца правило*). Циркуляция $\mathcal{E}_i$ и магн. поток Φ_i существенно зависят от выбора контура l_i внутри проводника конечной толщины. Однако при медленных движениях и квазистационарных процессах, когда полный ток $I=\int\limits_{S_{пр}}j dS$ (j — плотность тока) одинаков для всех нормальных сечений провода $S_{пр}$, допустим переход к усреднённым характеристикам: эдс самоиндукции $\mathcal{E}_{си}=\langle\mathcal{E}_i\rangle$ и сцепленному с проводящим контуром магн. потоку $\Phi=\langle\Phi_i\rangle$. В предположении о том, что линии тока замыкаются сами на себя при одном обходе по контуру,

$$\Phi=\frac{1}{I}\int\limits_{S_{пр}}\Phi_j[\boldsymbol{r}_\perp]\,j_n(\boldsymbol{r}_\perp)\,dS,$$

$$\mathcal{E}_{си}=-\frac{d\Phi}{dt}=\frac{1}{I}\int\limits_{S_{пр}}\mathcal{E}_j[\boldsymbol{r}_\perp]\,j_n(\boldsymbol{r}_\perp)\,dS,$$

где $\boldsymbol{r}_\perp$ — радиус-векторы точек нормального сечения провода, $\Phi_j(\boldsymbol{r}_\perp)$ — магн. поток через поверхность, ограниченную линией тока, проходящей через точку $\boldsymbol{r}_\perp$, $\mathcal{E}_j(\boldsymbol{r}_\perp)$ — циркуляция вектора $\boldsymbol{E}$ вдоль этой линии тока, j_n — нормальная к $S_{пр}$ составляющая $\boldsymbol{j}$. В более сложных ситуациях, когда линии тока замыкаются после неск. обходов по контуру или вообще не являются замкнутыми кривыми, процедура усреднения требует уточнений, однако во всех случаях она должна удовлетворять энергетич. соотношению: $P=\int\limits_V \boldsymbol{E}\boldsymbol{j}dV=\mathcal{E}_{си}I$ (P — суммарная мощность взаимодействия поля с током).

Усреднённый магн. поток в случае квазистационарных процессов пропорц. току:

$$\Phi=L\cdot I\ (\text{в СИ}),\quad \Phi=\frac{1}{c}\mathscr{L}I\ (\text{в системе СГС}).\qquad (1)$$

Коэф. L и $\mathscr{L}$ наз. И. Величина L измеряется в генри, $\mathscr{L}$ — в см.

Для эдс самоиндукции справедливо соотношение

$$\mathcal{E}_{си}=-\frac{d}{dt}(LI)\ (\text{в СИ}),\quad \mathcal{E}_{си}=-\frac{1}{c^2}\frac{d}{dt}(\mathscr{L}I)\qquad (2)$$

(в системе СГС).

Производная по времени от И. определяет ту часть $\mathcal{E}_{си}$, к-рая связана с деформацией проводящего контура; в случае недеформируемых цепей и квазистационарных процессов И. может быть вынесена из-под знака дифференцирования.

В известном смысле И. характеризует инерционность цепи по отношению к изменению в ней тока и является электродинамич. аналогом массы тела в механике (при этом I сопоставляется со скоростью тела). В частности, для цепей пост. тока энергия, запасённая в создаваемом им магн. поле, записывается в форме, аналогичной выражению для кинетич. энергии.

$$W^m=\frac{1}{2}LI^2\ (\text{в СИ}),\quad W^m=\frac{1}{2c^2}\mathscr{L}I^2\ (\text{в системе СГС}).\qquad (3)$$

Соотношение (3) позволяет различать И. внутреннюю L_i, определяющую энергию магн. поля, сосредоточенного в проводниках, и внешнюю L_e, связанную с внеш. магн. полем ($L=L_i+L_e$, $\mathscr{L}=\mathscr{L}_i+\mathscr{L}_e$).

В важном частном случае токовой цепи, выполненной из проводов, толщина к-рых мала по сравнению с ра-

диусами их изгибов или расстояниями между соседними проводами, можно считать, что структура токов и ближнего магн. поля такая же, как и для прямого провода того же сечения (подобные проводники наз. квазилинейными). В приближении заданной структуры токов, не зависящей от способа их возбуждения, И. определяется только геометрией проводящей цепи (толщиной и длиной проводов и их формой). Для квазилинейного провода кругового сечения $L_i=(\mu_0/8\pi)\mu_i l$ (l — длина провода, μ_i — магн. проницаемость проводника), а внешняя И. может быть представлена как *индуктивность взаимная* двух параллельных бесконечно тонких проводящих нитей, одна из к-рых (l_1) совпадает с осевой линией проводника, а другая (l_2) совмещена с его поверхностью:

$$L_e=\frac{\mu_0\mu_e}{4\pi}\oint_{l_1}\oint_{l_2}\frac{dl_1\,dl_2}{|r_1-r_2|}, \qquad (4)$$

где r_1, r_2 — радиус-векторы точек на контурах l_1, l_2, μ_e — магн. проницаемость окружающей среды [для аналогич. соотношений в системе СГС $L\to(\mu_0/4\pi)\mathscr{L}$]. Из (4) видно, что L_e логарифмически расходится при стремлении радиуса провода к нулю, поэтому идеализацией бесконечно тонкого провода нельзя пользоваться при описании явлений самоиндукции. Приближённые вычисления интеграла в (4) с учётом внутренней И. дают:

$$L\approx\frac{1}{2\pi}\mu_0 l\left(\mu_e\ln\frac{l}{a}+\frac{1}{4}\mu_i\right), \qquad (5)$$

где l и a — длина и радиус провода. Это выражение обладает логарифмич. точностью — его относит. погрешность порядка величины $1/\ln(l/a)$. Примеры типичных электрич. цепей и выражения для их И. приведены на рис. 1 и 2.

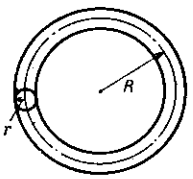


Рис. 1. Круговой виток. Индуктивность витка (проводящего тора): $L=\mu_0 R\times\left(\ln\frac{8R}{r}-2+\frac{1}{4}\mu_i\right)$, Гн, $r\ll R$.

Особое значение в электротехнике и радиотехнике имеют проволочные катушки с достаточно плотной намоткой — соленоиды (рис. 3), применяемые для увеличения И. Поскольку И. цепей, в к-рые включены соленоиды, ими в основном и определяются, принято говорить об И. соленоида. Под величиной И. идеального соленоида понимают И. эфф. проводящей поверхности (совпадающей с его каркасом), по к-рой протекают азимутальные поверхностные токи с плотностью $j_{пов}=Ik$ (I — ток в соленоиде, k — число витков на единице длины).

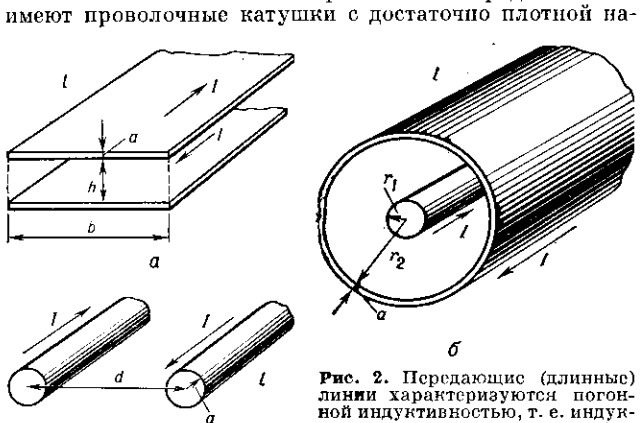


Рис. 2. Передающие (длинные) линии характеризуются погонной индуктивностью, т. е. индуктивность на единице длины: $\tilde{L}=dL/dl$; $а$ — полосковая линия ($a\ll h$): $\tilde{L}=\mu_0 h/b$, Гн·м$^{-1}$; $б$ — коаксиальный кабель ($a\ll r_2$): $\tilde{L}=\frac{\mu_0}{2\pi}\left(\ln\frac{r_2}{r_1}+\frac{1}{4}\mu_i\right)$, Гн·м$^{-1}$; $в$ — двухпроводная линия: $\tilde{L}=\frac{\mu_0}{\pi}\left(\ln\frac{d}{a}+\frac{1}{4}\mu_i\right)$, Гн·м$^{-1}$.

Понятие И. допускает обобщение на быстропеременные гармонич. $\exp(i\omega t)$-процессы, при описании к-рых

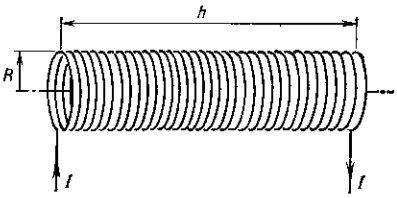


Рис. 3. Соленоид. Индуктивность длинного ($h\gg R$) соленоида: $L=\mu_0 V\left(1-\frac{8}{3\pi}\frac{R}{h}\right)k^2$, Гн; $V=\pi R^2 h$ — объём соленоида.

нельзя пренебрегать запаздыванием эл.-магн. взаимодействий, скин-эффектом в проводниках, дисперсией среды. Комплексные амплитуды тока I_ω и эдс самоиндукции $\mathscr{E}_\omega$ связаны соотношением:

$$\mathscr{E}_\omega=[-i\omega L(\omega)-R_{_}(\omega)]\,I_\omega. \qquad (6)$$

И. $L(\omega)$ зависит от частоты (как правило, уменьшается с её ростом). Эфф. сопротивление $R_L(\omega)$ определяет часть энергетич. потерь, в т. ч. потери на излучение, и связано с $L(\omega)$ *Крамерса — Кронига соотношением*:

$$R_L(\omega)=\frac{\omega}{\pi}V.p.\int_{-\infty}^{\infty}\frac{L(\omega')\,d\omega'}{\omega-\omega'}, \qquad (7)$$

где интеграл берётся в смысле гл. значения. На низких частотах сопротивлением $R_L(\omega)$ можно пренебречь, тогда $\mathscr{E}_\omega$ и I_ω сдвинуты по фазе на $\pi/2$. Соотношение (3) для высокочастотных процессов преобразуется к виду:

$$W_\omega^m=\frac{1}{4}\frac{d}{d\omega}[\omega L(\omega)]\cdot|I_\omega|^2, \qquad (8)$$

где W_ω^m — усреднённая по периоду колебаний энергия ближних (квазистационарных) магн. полей (полная магн. энергия поля не определена из-за линейно растущей во времени энергии поля излучения).

Если в цепи действует гармонич. сторонняя эдс $\mathscr{E}_{ст}(t)=\mathrm{Re}\,[\mathscr{E}_0\exp(i\omega t)]$, то во втором законе Кирхгофа величина $\mathscr{E}_\omega$ может быть перенесена (со сменой знака) в правую часть равенства:

$$\mathscr{E}_0=\left[i\omega L(\omega)+R-\frac{i}{\omega C}\right]I_\omega, \qquad (9)$$

где C — ёмкость, включённая в цепь. Соотношение (9) позволяет трактовать величину $Z_L=i\omega L$ как индуктивную часть импеданса цепи (при этом $Z_C=-i/\omega C$ — ёмкостная, а $Z_R=R$ — активная части полного *импеданса* $Z=Z_L+Z_C+Z_R$). Принято считать, что импеданс двухполюсника имеет индуктивный характер, если его мнимая часть больше нуля [если рассматриваются $\exp(-i\omega t)$-процессы, то меньше нуля]. В технике довольно часто И. наз. любой двухполюсник, импеданс к-рого имеет индуктивный характер и в определ. диапазоне частот линейно зависит от ω. Если индуктивные элементы выполнены в виде катушек самоиндукции, то считать их двухполюсниками можно, вообще говоря, только в том случае, когда взаимодействие через магн. поля между ними и с др. элементами цепи пренебрежимо мало. Тогда их импедансы можно складывать в соответствии с правилами Кирхгофа: при последовательном соединении $Z_\Sigma=i\omega\sum_n L_n$, а при параллельном $Z_\Sigma=i\omega\left(\sum_n L_n^{-1}\right)^{-1}$.

При описании сильноточных цепей часто требуется обобщение понятия И. на случай нелинейных систем. Если неподвижный проводящий контур помещён в

среду, в к-рой вектор магн. индукции $\boldsymbol{B}$ и напряжённость магн. поля $\boldsymbol{H}$ связаны нелинейным локальным соотношением: $\boldsymbol{B}(\boldsymbol{r}, t)=\boldsymbol{B}[\boldsymbol{H}(\boldsymbol{r}, t)]$, то сцепленный с контуром магн. поток можно считать однозначной ф-цией тока $\Phi=\Phi(I)$. В соответствии с законом индукции Фарадея, эдс самоиндукции в контуре равна:

$$\mathcal{E}=-\frac{d\Phi}{dt}=-\frac{d\Phi}{dI}\cdot\frac{dI}{dt}. \qquad (10)$$

Величина $L_д(I)=d\Phi/dI$ наз. дифференциальной (или иногда динамической) И. Выражение для запасённой энергии пост. тока приобретает вид:

$$W=\int_0^I L_д(I)\cdot I\,dI. \qquad (11)$$

В линейном приближении (при $I\to 0$) $L_д\to L$ и выражения (10), (11) переходят в (2) и (3) соответственно.

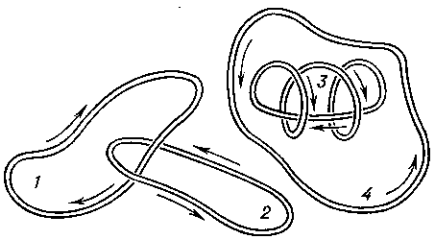
Лит.: Тамм И. Е., Основы теории электричества, 9 изд., М., 1976; Каланта ров П. Л., Цейтлин Л. А., Расчет индуктивностей, 3 изд., Л., 1986; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982.

М. А. Миллер, Г. В. Пермитин.

ИНДУКТИ́ВНОСТЬ ВЗАИ́МНАЯ — параметр, характеризующий эл.-магн. взаимодействие между двумя замкнутыми электрич. цепями без разветвлений, по к-рым протекают квазистационарные токи (см. *Индукции электромагнитной коэффициенты*).

ИНДУ́КЦИИ ЭЛЕКТРОМАГНИ́ТНОЙ КОЭФФИЦИЕ́НТЫ — параметры, характеризующие эл.-магн. взаимодействие в системе замкнутых неразветвлённых электрич. цепей, в к-рых протекают квазистационарные токи [см. *Квазистационарное (квазистатическое) приближение*].

На рис. изображено неск. проводящих контуров с произвольно заданными направлениями обхода; каждому контуру сопоставлен номер (*1*, *2*, ...). Ток I_p



в контуре p считается положительным, если положит. заряды переносятся в направлении обхода. В случае неподвижных контуров, пост. токов и линейных сред без намагниченности магн. поле может быть представлено как суперпозиция магн. полей, создаваемых каждым отд. током:

$$\boldsymbol{B}(\boldsymbol{r})=\sum_p \boldsymbol{B}_p(\boldsymbol{r}),\quad \boldsymbol{H}(\boldsymbol{r})=\sum_p \boldsymbol{H}_p(\boldsymbol{r});$$
$$\boldsymbol{B}_p\sim\boldsymbol{H}_p\sim I_p. \qquad (1)$$

Энергия пост. магн. поля (в СИ):

$$W_m=\frac{1}{2}\int_V \boldsymbol{B}\boldsymbol{H}\,dv=\frac{1}{2}\sum_{p,q}\int_V \boldsymbol{B}_p\boldsymbol{H}_q\,dv=$$
$$=\frac{1}{2}\sum_{p,q}L_{pq}I_pI_q. \qquad (2)$$

Величины L_{pq} наз. И. э. к. и в СИ измеряются в генри (Гн). Как видно из (2), И. э. к. симметричны по индексам: $L_{pq}=L_{qp}$. Величина L_{pp} наз. коэф. самоиндукции или *индуктивностью* контура p, она всегда положительна. Величина L_{pq}, $p\neq q$ наз. коэф. взаимной индукции или взаимной индуктивностью контуров p и q; знак L_{pq} зависит от выбора направлений в контурах p и q. Из требования положительности полной энергии магн. поля при произвольном соотношении токов в контурах вытекает след. свойство И. э. к.:

$$L_{pq}\leqslant L_{pp}L_{qq}. \qquad (3)$$

В случае квазистационарных токов и медленных (по сравнению со скоростью света) движений контуров, когда можно пренебречь запаздыванием эл.-магн. взаимодействий в системе, эдс индукции в каждом контуре равна:

$$\mathcal{E}_p=-\frac{d}{dt}\sum_q L_{pq}I_q. \qquad (4)$$

Для квазилинейных цепей, выполненных из проводников, тонких по сравнению с др. размерами контуров и расстояниями между ними, взаимная индуктивность может быть рассчитана в приближении бесконечно тонких проводов. Если к тому же магн. проницаемость среды $\mu_e=1$, то

$$L_{pq}\approx\frac{\mu_0}{4\pi}\oint_{l_p}\oint_{l_q}\frac{dl_p\,dl_q}{|r_p-r_q|},\quad p\neq q. \qquad (5)$$

Лит. см. при ст. *Индуктивность*.

М. А. Миллер, Г. В. Пермитин.

ИНДУКЦИО́ННЫЙ ТОК — электрический ток, обусловленный электродвижущей силой индукции (см. *Электромагнитная индукция*).

ИНДУКЦИО́ННЫЙ УСКОРИ́ТЕЛЬ — *ускоритель заряженных частиц*, в к-ром прирост энергии частиц происходит за счёт эдс индукции, создаваемой перем. маги. потоком. Различают циклич. И. у. (*бетатрон*), в к-ром частицы обращаются в магн. поле по траекториям, близким к окружности, а магн. поток пронизывает эту окружность, и линейный индукционный ускоритель, в к-ром частицы движутся почти прямолинейно, а ускоряющее электрич. поле индукции создаётся охватывающим траекторию перем. магн. потоком.

Э. Л. Бурштейн.

ИНДУ́КЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИ́ТНАЯ — см. *Электромагнитная индукция*.

ИНДУ́КЦИЯ ЭЛЕКТРОСТАТИ́ЧЕСКАЯ — см. *Электростатическая индукция*.

ИНДУЦИ́РОВАННОЕ ИСПУСКА́НИЕ (индуцированное излучение) — то же, что *вынужденное испускание*.

ИНЕ́РТНАЯ МА́ССА — физ. величина, характеризующая динамич. свойства тела. И. м. входит во второй закон Ньютона (и, т. о., является мерой инерции тела). Равна гравитац. массе.

ИНЕ́РТНОСТЬ (инерция) (от лат. iners, род. падеж inertis — бездеятельный) в механике — свойство материальных тел, проявляющееся в том, что тело сохраняет неизменным состояние своего движения или покоя по отношению к т. н. *инерциальной системе* отсчёта, когда внеш. воздействия на тело (силы) отсутствуют или взаимно уравновешиваются. Если же на тело действует неуравновеш. система сил, то свойство И. сказывается в том, что изменение состояния покоя или движения тела, т. е. изменение скоростей его точек, происходит постепенно, а не мгновенно; при этом движение изменяется тем медленнее, чем больше И. тела. Мерой И. тела является его масса.

ИНЕ́РТНЫЕ ГА́ЗЫ (благородные газы, редкие газы) — элементы гл. подгруппы VIII группы периодич. системы элементов. К И. г. относится гелий (He), неон (Ne), аргон (Ar), криптон (Kr), ксенон (Xe) и радиоакт. радон (Rn). В природе И. г. присутствуют в атмосфере, He входит как примесь к природному газу, нек-рые И. г. содержатся в горных породах. Наиб. распространён во Вселенной He, а в атмосфере Земли — Ar (0,934% по объёму). Внеш. электронные оболочки атомов И. г. (конфигурация s^2p^6, для He — s^2) устойчивы, поэтому И. г. химически мало активны (немногочисл. хим. соединения известны для Kr, Xe и Rn). В свободном виде все И. г. одноатомны. Двухатомные эксимер-

ные комплексы И. г. типа ArF*, KrF*, XeF*, XeBr* используются в УФ-лазерах (см. *Эксимерный лазер*).

С. С. Бердоносов.

ИНЕРЦИА́ЛЬНАЯ СИСТЕ́МА ОТСЧЁТА — *система отсчёта*, в к-рой справедлив закон инерции: материальная точка, когда на неё не действуют никакие силы (или действуют силы взаимно уравновешенные), находится в состоянии покоя или равномерного прямолинейного движения. Всякая система отсчёта, движущаяся по отношению к И. с. о. поступательно, равномерно и прямолинейно, есть также И. с. о. Следовательно, теоретически может существовать любое число равноправных И. с. о., обладающих тем важным свойством, что во всех таких системах законы физики одинаковы (принцип относительности). Система отсчёта, движущаяся по отношению к И. с. о. с ускорением, неинерциальна, и закон инерции в ней не выполняется.

Понятие И. с. о. является научной абстракцией. Реальная система отсчёта всегда связывается с к.-н. конкретным телом (землёй, корпусом корабля или самолёта и т. п.), по отношению к к-рому и изучается движение разл. объектов. Поскольку все реальные тела движутся с тем или иным ускорением, любая реальная система отсчёта может рассматриваться как И. с. о. лишь с определ. степенью приближения. С очень высокой степенью точности инерциальной можно считать гелиоцентрич. систему, связанную с центром масс Солнечной системы и с осями, направленными на три далёкие звезды. Такая И. с. о. используется гл. обр. в задачах небесной механики и космонавтики. Для решения большинства техн. задач И. с. о. можно считать систему, жёстко связанную с Землёй, а в случаях, требующих большей точности (напр., в гироскопии),— с центром масс Земли и осями, направленными на далёкие звёзды.

При переходе от одной И. с. о. к другой в классич. механике Ньютона для пространств. координат и времени справедливы преобразования Галилея (см. *Галилея принцип относительности*), а в релятив. механике — *Лоренца преобразования*.

Лит. см. при ст. *Механика*, *Относительности теория*.

ИНЕРЦИА́ЛЬНОЕ УДЕРЖА́НИЕ плазмы — основанный на использовании инерции вещества способ создания или сохранения требуемых условий в плазме (темп-ры и плотности) в течение нек-рого времени, т. н. времени И. у. $t_{\text{иу}}$. Удержание плазмы тесно связано с проблемой управляемого термоядерного синтеза (УТС). В отличие от квазистационарного магнитного удержания, при к-ром магн. поле препятствует разлёту плазмы и уменьшает потери энергии, связанные с теплопроводностью и вылетом заряж. частиц, при И. у. плазма движется беспрепятственно, а условия, необходимые для осуществления ядерного синтеза (напр., дейтерия и трития), создаются и существуют на стадиях сжатия и расширения. Поэтому системы, в к-рых осуществляется И. у., являются в принципе нестационарными: время И. у. $t_{\text{иу}}$ складывается из времени сжатия и расширения плазмы.

Если в сфере радиуса R_0 находится горячая плазма со ср. темп-рой T_0, состоящая из ядер трития, дейтерия и электронов с плотностями n_{T}, n_{D} и n_e соответственно, то количество реакций синтеза в сферич. объёме V за единицу времени определяется ур-нием:

$$\frac{dN}{dt} = n_{\text{T}} n_{\text{D}} \langle \sigma v \rangle_{\text{DT}} \frac{4}{3} \pi R_0^3 \sim \rho^2 \langle \sigma v \rangle_{\text{DT}} V, \qquad (1)$$

$$\rho_{\text{D, T}} = m_{\text{D, T}} n_{\text{D, T}}.$$

Здесь $\langle \sigma v \rangle_{\text{DT}}$ см^3/с — скорость DT-реакции в ед. объёма, усреднённая по максвелловским распределениям дейтронов и тритонов и являющаяся ф-цией только темп-ры T_0, $m_{\text{D, T}}$ — масса дейтронов и тритонов, σ — сечение реакции, v — тепловая скорость частиц. Время, в течение к-рого эффективно протекает термоядерная реакция, пропорционально времени гидродинамич. движения (сжатия и расширения) $t_{\text{иу}} \sim R_0/v_{\text{дв}}$. Скорость движения плазмы $v_{\text{дв}}$ пропорциональна изотермич. скорости звука $v_{\text{зв}}$ в сжатом состоянии плазмы (при сжатии плазмы эта скорость задаётся внеш. условиями):

$$v_{\text{дв}} \sim v_{\text{зв}} = \left[\left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_T \right]^{1/2}, \quad (p \text{—давление}). \qquad (2)$$

Для идеального газа

$$v_{\text{зв}} \sim \left[\frac{T_0 (1+Z)}{M_i} \right]^{1/2}, \qquad (3)$$

где M_i — масса иона, Z — атомный номер. Тогда относит. число прореагировавших атомов D (или T) можно оценить из (1) с учётом (2), (3):

$$\frac{N}{N_{\text{D}}} \sim \langle \sigma v \rangle_{\text{DT}} \rho_0 t_{\text{иу}} \sim \sim \langle \sigma v \rangle_{\text{DT}} T_0^{-1/2} \rho_0 R_0 \equiv F(T_0) \rho_0 R_0. \qquad (4)$$

Здесь плотность дейтронов $N_{\text{D}} = \rho_{\text{D}} (4/3) \pi R_0^3 m_{\text{D}}^{-1}$, ρ_0 — нач. плотность плазмы. Важной характеристикой плазмы, определяющей её способность к самоподогреву за счёт поглощения α-частиц, рождающихся в термоядерной реакции, и, следовательно, к осуществлению самоподдерживающейся термоядерной реакции, является число пробегов α-частиц на характерном для плазмы размере l_α:

$$\frac{R_0}{l_\alpha} \sim f(T_0) \rho_0 R_0. \qquad (5)$$

Т. о., возможность осуществления самоподдерживающейся реакции и её эффективность, характеризующие качество удержания, зависят от плотности и размера плазмы в начале процесса, т. е. от величины $\rho_0 R_0$. При термоядерных темп-рах ($T_0 = 1 - 10$ кэВ) скорости разлёта плазмы составляют $10^7 \div 10^8$ см/с и эфф. термоядерное горение в режиме И. у. возможно лишь при плотностях плазмы $n \geqslant 10^{23}$ см$^{-3}$, т. е. существенно превышающих даже плотность частиц в твёрдом теле; другими словами, необходимо существенное сжатие плазмы.

Наиб. эффективно сжимать плазму в системах с центр. симметрией (цилиндр, сфера). Из закона сохранения массы следует, что при сжатии в цилиндрич. случае $M \sim \rho R^2$, $\rho R \sim \rho^{1/2}$, а в сферич. случае $M \sim \rho R^3$, $\rho R \sim \rho^{2/3}$.

Для достижения высокой плотности наиб. выгодным является режим адиабатич. сжатия с мин. нач. энергией сжимаемого вещества. Для идеального газа ($E = pV/(\gamma - 1)$, $pV^\gamma = \text{const}$) из условия адиабатичности следует выражение для степени объёмного сжатия:

$$\frac{V_0}{V} = \left(\frac{E}{E_0} \right)^{1/(\gamma - 1)}. \qquad (6)$$

Здесь E_0 и V_0 — нач. энергия и объём сжимаемого газа, E и V — его конечные энергия и объём, γ — отношение теплоёмкостей c_p/c_V при пост. давлении и объёме. Из (6) следует, что в системах с И. у. для достижения наибольшего сжатия целесообразно стремиться к уменьшению величины E_0, что в принципе возможно при «медленном» сжатии, когда ударные волны, создающие нач. нагрев, являются слабыми. Из ф-лы (3) видно, что в таких системах выгодно использовать вещества с большим атомным весом, т. к. при заданной темп-ре и давлении разлёт будет происходить с меньшими скоростями. Поэтому в системах И. у. иногда используют оболочки из тяжёлых материалов. Препятствием к достижению высоких степеней сжатия является гидродинамич. неустойчивость (см. *Неустойчивости плазмы*), приводящая к ограничению макс. плотности из-за нарушения симметрии в конечной фазе сжатия. Для устойчивости системы И. у. необходима также симметрия и однородность нач. состояния мишени и сжимающего давления. Плотность вещества в конечном сжатом состоянии зависит не только от величины нач. подогрева и развития неустойчивости, но и от сопро-

тивления вещества сжатию, определяемого его ур-нием состояния. Давление вырожденного газа электронов снижает возможно достижимое в системах И. у. значение макс. плотности (теоретически $\rho=10^3$—10^4 г/см^3).

Системы, в к-рых реализуется И. у., многообразны. К ним относятся самосжимающиеся под действием собственного поля (пинчующиеся) разряды, системы с самосжимающимися плазменными конфигурациями и приложенными внеш. полями (*Z*- и θ-пинчи, см. *Пинч-эффект*). В установках *плазменный фокус* сжатие плазмы происходит токовой оболочкой, сходящейся к оси симметрии установки. Сжатие плазмы может также осуществляться ускоряемым к оси симметрии цилиндрич. слоем (лайнером). В указанных выше системах плотность частиц плазмы не превышает 10^{20} см$^{-3}$. Для И. у. используют пучки фотонов и пучки заряж. частиц. В 80-е гг. экспериментально и теоретически наиб. исследовано применение для этих целей мощных лазерных пучков. Достигнуто объёмное сжатие вещества $>5\cdot10^4$ раз и абс. плотность термоядерного горючего ~40 г/см^3 (см. *Лазерный термоядерный синтез*).

Лит.: Арцимович Л. А., Управляемые термоядерные реакции, 2 изд., М., 1963; Басов Н. Г., Крохин О. Н., Применение лазеров для термоядерного синтеза, «Вестник АН СССР», 1970, № 6, с. 55; Теория нагрева и сжатия низкоэнтропийных термоядерных мишеней, «Тр. ФИАН», 1982, т. 134.

В. Б. Розанов, Е. Г. Гамалий.

ИНЕ́РЦИИ ЗАКО́Н — закон механики, согласно к-рому тело при взаимном уравновешивании всех действующих на него сил сохраняет состояние покоя или равномерного прямолинейного движения, пока приложенные силы не заставляют его изменить это состояние. Открыт Г. Галилеем в 1632, сформулирован И. Ньютоном в 1687 как первый из *Ньютона законов механики*. И. з.— частный случай закона сохранения кол-ва движения системы.

ИНЕ́РЦИИ СИ́ЛЫ — см. *Сила инерции*.

ИНЕ́РЦИЯ — то же, что *инертность*.

ИНЖЕ́КТОР — первичный источник или предварит. ускоритель заряж. частиц, предназначенный для ввода (инжекции) частиц в осн. ускоритель. При инжекции частиц малой энергии используются первичные источники частиц (электронная пушка, плазменный источник ионов и т. д.) или *высоковольтные ускорители* (до энергий $\leqslant1$ МэВ); для энергий инжекции в десятки и сотни МэВ применяются резонансные *линейные ускорители*, а для ещё больших энергий (~1 ГэВ и выше) — циклич. ускорители-инжекторы (*бустеры*). *Э. Л. Бурштейн.*

ИНЖЕ́КТОР ПЛА́ЗМЫ (плазменная пушка) — устройство, предназначенное для создания потоков высокотемпературной плазмы и ввода её (инжекции) в нек-рую область, где проводится к.-л. эксперимент с плазмой. И. п. можно отнести к разновидности импульсных плазменных ускорителей. Наиболее широко И. п. используются в термоядерных исследованиях для ввода плазмы в термоядерную ловушку, а также в активных экспериментах в космосе, в экспериментах по моделированию взаимодействия солнечного ветра с объектами Солнечной системы, в *плазменной технологии*. Это обусловлено широким диапазоном параметров потоков И. п.: скорости ионов лежат в интервале (10^6—10^8) см/с; плотность на выходе изменяется от 10^{14} до 10^{18} см$^{-3}$; продолжительность генерации потока варьируется от 1 до 100 мкс; энергосодержание потока в предельных режимах достигает 100 кДж, а его мощность (1÷10) ГВт. Параметры потока определяются энергосодержанием источника питания (как правило, ёмкостный накопитель) и характерным временем его разряда, способом подачи рабочего вещества в канал (эрозия изолятора, равномерная непрерывная или одноразовая — перед разрядом), нач. плотностью газа и амплитудой тока разряда.

Одним из первых И. п. был источник с дейтерированной шайбой, основанный на свойстве металлич. титана, нагретого в атмосфере водорода или дейтерия, образовывать гидрид титана. Это приводит к насыщению титановой шайбы водородом. На такую шайбу направляется ускоренный (>1 кэВ) пучок электронов, к-рый при столкновении выделяет энергию, шайба нагревается и испускает поглощённый ранее водород или дейтерий, ионизующийся в разряде. Полученная таким способом плазма ускоряется и направляется в место, где проводится эксперимент. Эти источники дают сгусток плазмы с числом частиц $\sim10^{17}$ в течение времени от 2 до 10 мкс и темп-рой ионов ~1 кэВ ($\sim10^7$ К).

Другой плазменной пушкой, использовавшейся в первых плазменных экспериментах, был т. н. рельсотрон (см. *Плазменные ускорители*).

В 80-е гг. широко используется в качестве импульсного И. п. коаксиальная плазменная пушка, принцип действия к-рой заключается в следующем: газ в канале ионизуется током разряда источника питания и ускоряется под действием пондеромоторной силы, возникающей при взаимодействии этого тока с собственным магн. полем. На рис. 1 дана схема И. п. этого типа. Объём (ускорит. канал), заключённый между коаксиальными электродами (*5*) и изолятором (*3*), откачивается до высокого вакуума (10^{-5}÷10^{-6} мм рт. ст.). Импульсный клапан через отверстия (*4*) инжектирует рабочий газ в зазор между электродами. Количество газа в зазоре и вид его пространственного распределения определяются скоростью и временем подачи.

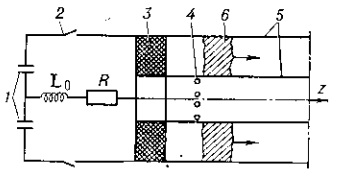


Рис. 1. Схема инжектора плазмы: *1* — источник питания; *2* — включатели; *3* — изолятор; *4* — отверстия для ввода рабочего газа; *5* — коаксиальные электроды; *6* — скин-слой.

По достижении необходимой степени заполнения канала (10^{16}—10^{18} см$^{-3}$) включатели (*2*) соединяют высоковольтную конденсаторную батарею (*1*) с электродами. Когда напряжение на электродах превышает напряжение пробоя данного газа, начинается дуговой разряд. В процессе нарастания тока I_p разряда газ в канале ионизуется и в зоне между изолятором и отверстиями формируется скин-слой (см. *Скин-эффект*). Под действием *пондеромоторной силы* $F=\frac{1}{2}I_p^2\partial\tilde{L}/\partial z$ ($\tilde{L}$ — переменная индуктивность канала) скин-слой (*6*) ускоряется вдоль оси *z* в направлении от изолятора к открытому концу пушки. В результате плазма «выстреливается» со скоростью до 10^8 см/с. При своём движении скин-слой вовлекает нейтральные частицы газа (за счёт их столкновений с электронами и ионами), к-рые также ионизуются и увеличивают плотность плазмы на выходе. Такой И. п. позволяет создавать водородную и дейтериевую плазму высокой плотности и темп-ры, а также плазму др. разл. газов.

Ур-ния, описывающие колебания тока разряда в контуре и движении плазмы в канале, имеют вид:

$$(\tilde{L}+L_0)\frac{\partial^2 q}{\partial t^2}+\left(\frac{\partial L}{\partial z}\cdot\frac{\partial z}{\partial t}+R+\tilde{R}\right)\frac{\partial q}{\partial t}+\frac{q}{C_0}=0$$
$$m\frac{\partial^2 z}{\partial t^2}+\frac{\partial m}{\partial z}\left(\frac{\partial z}{\partial t}\right)^2-\frac{1}{2}\frac{\partial\tilde{L}}{\partial z}\left(\frac{\partial q}{\partial t}\right)^2=0. \qquad (*)$$

Здесь t — время, q — заряд конденсаторной батареи, R — сопротивление проводников и коммутаторов тока, $\tilde{R}$ — сопротивление токового слоя и электродов, L_0 — нач. индуктивность контура, $m(z)$ — масса слоя. Ур-ния решаются с нач. условиями: $q_0=C_0U_0$ (C_0, U_0 — ёмкость и напряжение конденсаторной батареи), $\partial q/\partial t=0$, $z=0$, $\partial z/\partial t=0$ при $t=0$.

В случае коаксиальной системы электродов и непрозрачного токового слоя

$$\tilde{L}(z)=2\mu_0\int_0^z \ln[r_1(z)/r_0(z)]\,dz,$$

$$m(z) = \pi m_i \int_0^z n(z)\,[r_1^2(z) - r_0^2(z)]\,dz,$$

где r_0 и r_1 — радиусы внутр. и внеш. электродов, $n(z)$ — плотность газа в зазоре, m_i — масса иона, μ_0 — *магнитная постоянная*. В импульсных электрич. разрядах джоулевы потери определяются потерями на понизацию и излучение, т. е. $\tilde{R}\,(\partial q/\partial t)^2 = (\mathcal{E}/m_i)\,\partial m/\partial t$, где $\mathcal{E}$ — энергетич. цена иона. Отсюда $\tilde{R} = [\mathcal{E}/m_i(\partial q/\partial t)^2]\partial m/\partial t$. Эти ур-ния используются для оценочных расчётов И. п. При фиксированных параметрах разрядного контура и величине ускоряемой массы с их помощью находят такую форму электродов, при к-рой скорость сгустка на выходе И. п. и кпд преобразования электрич. энергии накопителя в кинетич. энергию потока будут максимальны. Выбирают такую электродную конфигурацию, характеризуемую зависимостью $\tilde{L}(z)$, для к-рой время τ_y ускорения плазмы совпадает с временем $\tau_p = \sqrt{L_0 C_0}$ разряда конденсаторной батареи. При $\tau_y < \tau_p$ накопитель не полностью передаёт свою энергию плазме; при $\tau_y > \tau_p$ возрастают джоулевы потери.

Наиб. мощные И. п. используются в термоядерных исследованиях. Для характеристики их параметров и тенденций разработок на рис. 2 приведены зависимости скорости v ускоренных протонов от нач. напряжения U_0 источника питания для И. п. с $C_0 = 500$ мкФ, $L_0 = 10$ нГн. Зависимости $v(U)$ приведены для неск. значений числа N ускоренных частиц. При этом каждому значению v для каждого конкретного напряжения U_0 соответствует своя оптимизированная зависимость $\tilde{L}(z)$, т. е. своя форма электродов. Из рис. 2 видно, что в достаточно широком интервале параметров (N, U_0) подбором $L(z)$ можно получить линейную зависимость $v(U_0)$. А это означает, что кпд системы $\eta = m_i N v^2/C_0 U_0^2 \sim (v/U_0)^2$ в широком интервале параметров (N, U_0) остаётся постоянным и равным $\simeq 50\%$.

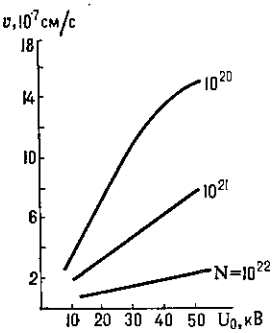


Рис. 2. Зависимости скорости плазмы в инжекторе плазмы от напряжения источника питания.

Наряду с описанными импульсными И. п. разрабатываются квазистационарные инжекторы с длинным разрядным импульсом ($\geqslant$100 мкс), что позволит увеличить абс. энергосодержание плазменного потока увеличением длительности его генерации.

Лит.: Арцимович Л. А. и др., Электродинамическое ускорение сгустков плазмы, «ЖЭТФ», 1957, т. 33, с. 3; Калмыков А. А., Импульсные плазменные ускорители, в кн.: Физика и применение плазменных ускорителей, Минск, 1974, с. 48; Сиднев В. В. и др., Импульсные плазменные ускорители большой мощности, «Вопр. атомной науки и техн. Сер. Термоядерный синтез», 1983, в. 2, с. 12. *Ю. В. Скворцов.*

ИНЖЕКЦИО́ННЫЙ ЛА́ЗЕР — наиб. распространённая разновидность *полупроводникового лазера*, отличающаяся использованием *инжекции носителей заряда* через нелинейный электрич. контакт (p — n-*переход*, *гетеропереход*) в качестве механизма накачки. В И. л. электрич. энергия непосредственно преобразуется в энергию лазерного излучения с относительно высоким кпд (до 30—40% при 300 К). Преимущества И. л. перед полупроводниковыми лазерами др. типов — малая инерционность, компактность (рис. 1), низковольтное питание, широкий набор длин волн λ, возможность спектральной перестройки, частотной модуляции или частотной стабилизации.

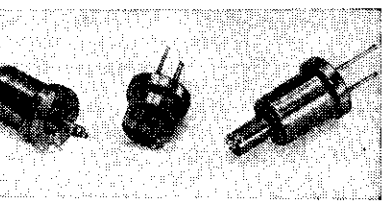


Рис. 1. Внешний вид инжекционных лазеров в корпусе с волоконно-оптическим выводом.

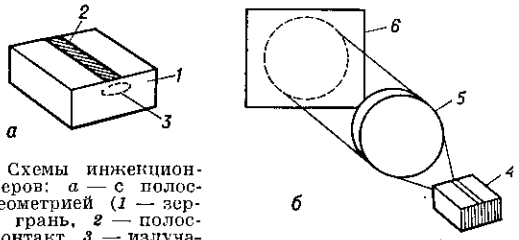


Рис. 2. Схемы инжекционных лазеров: *а* — с полосковой геометрией (*1* — зеркальная грань, *2* — полосковый контакт, *3* — излучающее пятно на зеркале); *б* — с внешним резонатором (*4* — активный элемент, *5* — объектив-коллиматор, *6* — внешнее зеркало).

И. л. представляет собой полупроводниковый диод, зеркальные боковые грани к-рого образуют *оптический резонатор* (рис. 2, *а*), типичные размеры 250×250×100 мкм. Резонатор может быть внешним (рис. 2, *б*). Активной средой является тонкая прослойка полупроводника, примыкающая к инжектирующему контакту, в к-рой накапливаются избыточные носители обоих знаков. Толщина активного слоя И. л. обычно 20—200 нм.

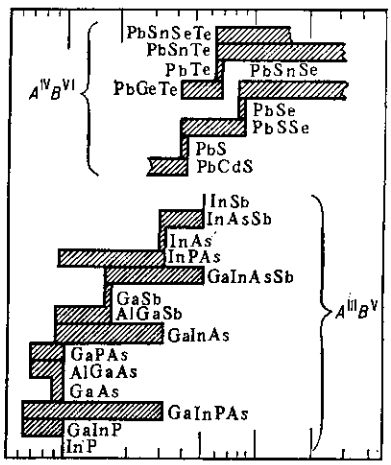


Рис. 3. Спектральные диапазоны, перекрываемые инжекционными гетеролазерами.

Лазерное излучение получают в пределах спектральной полосы люминесценции или вблизи неё, причём в излучательных процессах участвуют свободные носители. Важнейшим типом И. л. является *гетеролазер*, в структуру к-рого включены гетеропереходы между полупроводниковыми материалами с различающимися электрич. и оптич. свойствами, что позволяет снизить пороговый ток лазерной генерации и увеличить кпд. Перекрытие диапазонов λ за счёт использования разных полупроводников показано на рис. 3.

И. л. получили применение в оптич. связи, особенно в волоконно-оптич. системах, где существенны быстродействие, малые размеры, экономичность, долговечность (см. *Волоконная оптика*). Преимущество для дальней связи (>100 км без ретрансляции) имеют И. л. на длинах волн $\lambda = 1{,}3$, 1,55 мкм, оптимальных по прозрачности и пропускной способности волоконно-оптич. тракта. Др. области применения — лазерные системы памяти (видеодиски), спектроскопия.

Лит.: Богданкевич О. В., Дарзнек С. А., Елисеев П. Г., Полупроводниковые лазеры, М., 1976; Кейси Х., Паниш М., Лазеры на гетероструктурах, пер. с англ., М., 1981; Елисеев П. Г., Введение в физику инжекционных лазеров, М., 1983. *П. Г. Елисеев.*

ИНЖЕ́КЦИЯ (от лат. injectio — вбрасывание) частиц в ускоритель — ввод пучка заряж. частиц в ускоритель. В линейных ускорителях И. частиц

(как и их вывод после ускорения) не представляет существ. техн. трудности и требует лишь согласования параметров вводимого пучка с параметрами ускорителя. В нек-рых циклич. ускорителях (*фазотронах*, *циклотронах*), в к-рых ускорение начинается с очень малых энергий, источник ионов находится непосредственно внутри ускорит. камеры (в её центре), что также снимает проблему И. В большинстве же циклич. ускорителей пучок частиц вводится в рабочую область ускорителя извне, из инжекгора. Расположение пучка вблизи равновесной орбиты достигается включением на время И. спец. отклоняющей системы. Система И. рассчитывается так, чтобы обеспечить наиб. плотное заполнение частицами рабочей области ускорителя. Простейшая система И.— однооборотная, при к-рой время И. не превышает времени оборота частиц в ускорителе. Для повышения интенсивности ускоряемого пучка часто применяют многооборотную И. (в течение неск. периодов обращения частицы) или многократную И. (в течение неск. циклов работы *бустера*). *Э. Л. Бурштейн.*

ИНЖЕ́КЦИЯ НОСИ́ТЕЛЕЙ ЗАРЯДА — увеличение концентрации носителей заряда в полупроводнике (диэлектрике) в результате переноса носителей током из областей с повыш. концентрацией (металлич. контактов, *гетеропереходов*) под действием внеш. электрич. поля. И. н. з. приводит к нарушению термодинамич. равновесия электронной системы в *полупроводнике*. Инжектированные носители обычно термализуются за время, малое по сравнению со временем жизни носителей, так что нарушенным оказывается лишь концентрационное равновесие (см. *Квазиуровни Ферми)*.

Инжекция осн. носителей происходит, напр., при подаче обратного смещения на p — n-переход, если у катода имеется слой, обогащённый осн. носителями (см. *Контактные явления в полупроводниках*). При этом в образце появляется пространств. заряд, препятствующий дальнейшему поступлению носителей из обогащённого слоя. Плотность j стационарного тока определяется условием, что падение напряжения внутри образца, обусловленное пространств. зарядом, уравновешивается внеш. напряжением U (закон Мотта):

$$j=\frac{9}{8}\frac{\varepsilon\varepsilon_0\tau\mu U^2}{L^3}. \qquad (1)$$

Здесь ε_0 — электропроводность образца в отсутствие И. н. з., μ — подвижность инжектированных носителей, $\tau=\varepsilon/4\pi\sigma_0$ — время релаксации, ε — диэлектрич. проницаемость, L — длина образца в направлении тока. Линейный закон Ома переходит в квадратичный закон Мотта при $t_{\text{пр}}\sim\tau$, где $t_{\text{пр}}=L^2/\mu U$ — время пролёта носителей между электродами. При большом приложенном напряжении (1) опять переходит в закон Ома, но с гораздо большей электропроводностью. При этом образец заполняется инжектированными носителями с практически постоянной по объёму концентрацией, равной граничной концентрации $n_{\text{гр}}$ в обогащённом слое в отсутствие тока. Установление омического режима происходит, когда $t_{\text{пр}}$ становится сравнимым с $\tau=\varepsilon/4\pi e\mu n_{\text{гр}}$.

При наличии в образце т. н. ловушек (см. *Захват носителей заряда*) с концентрацией, превышающей концентрацию осн. носителей, инжектированные носители сначала почти все захватываются ловушками и концентрация носителей в образце практически не увеличивается. Это приводит к удлинению первого омического участка вольт-амперной характеристики (ВАХ) и резкому скачку в конце его (заполнение всех ловушек), за к-рым следует квадратичный участок ВАХ.

Двойная (биполярная) инжекция осн. носителей возникает, когда электроны и дырки инжектируются с противоположных электродов и движутся навстречу. Т. к. они могут нейтрализовать друг друга, то ток ограничивается лишь *рекомбинацией носителей заряда* и обычно гораздо больше тока монополярной И. н. з. в том же кристалле. Захват носителей ловушками при двойной инжекции может приводить к появлению *отрицательного дифференциального сопротивления* (*S*-образной ВАХ).

Инжекция неосновных носителей происходит при подаче прямого смещения на p — n-*переход*, гетеропереход или контакт металл — полупроводник вследствие уменьшения разности потенциалов на контакте. Инжектированные неосновные носители проникают в полупроводник на глубину, определяемую рекомбинацией; она по порядку величины совпадает с диффузионной длиной в слабых внеш. полях и с дрейфовой длиной (см. *Дрейф носителей заряда*) в сильных полях. Инжекция неосновных носителей лежит в основе действия *полупроводникового диода*, транзистора и др. *полупроводниковых приборов*. Изучение стационарных и переходных процессов И. н. з. позволяет исследовать подвижности носителей, а также определить концентрации, энергетич. положения и сечения захвата примесных центров в высокоомных полупроводниках и диэлектриках. Прохождение инжекционных токов является одним из механизмов переноса заряда в тонких диэлектрич. плёнках.

Лит.: Ламперт М., Марк П., Инжекционные токи в твердых телах, пер. с англ., М., 1973; Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г., Физика полупроводников, М., 1977; Адирович Э. И., Карагеоргий-Алкалаев П. М., Лейдерман А. Ю., Токи двойной инжекции в полупроводниках, М., 1978. *Э. М. Эпштейн.*

ИНКЛЮЗИ́ВНОЕ СЕЧЕ́НИЕ — сечение *инклюзивного процесса*. Обычно измеряют дифференц. сечение процесса $ab\to cX$ образования частицы c, импульс к-рой $\boldsymbol{p}$ и энергия $\mathcal{E}$, в интервале $d\boldsymbol{p}/\mathcal{E}$ при соударении частиц a и b, $\mathcal{E}d\sigma/d\boldsymbol{p}$ (X — совокупность остальных вторичных частиц реакции). Эта величина инвариантна относительно продольных преобразований Лоренца и зависит от трёх переменных, например $\mathcal{E}d\sigma/d\boldsymbol{p}=f(s, p_\perp, p_\parallel)$, где $\sqrt{s}$ — полная энергия первичных частиц в системе центра инерции (с. ц. и.) [1, 2], а $p_\perp$ и $p_\parallel$ — перпендикулярная и параллельная компоненты импульса частицы с относительно оси соударения. Этот набор переменных обычно используется при изучении процессов фрагментации первичных частиц в лаб. системе координат или в системе покоя падающей частицы. Для изучения *масштабной инвариантности* множеств. процессов используют также переменные $x=p_\parallel^{\text{ц. и.}}/p_{\text{макс}}^{\text{ц. и.}}$ и $p_\perp$, где $p_\parallel^{\text{ц. и.}}$ и $p_{\text{макс}}^{\text{ц. и.}}$ — параллельный и макс. импульсы частицы c в с. ц. и.; в этих переменных $\mathcal{E}d\sigma/d\boldsymbol{p}=(\mathcal{E}^{\text{ц. и.}}/\pi p_{\text{макс}}^{\text{ц. и.}})\,d^2\sigma/dxdp_\perp^2$ ($\mathcal{E}^{\text{ц. и.}}$ — энергия в с. ц. и.). Для сравнения данных, полученных в разных системах отсчёта, обычно используют переменные $p_\perp$ и т. н. продольную *быстроту* частицы $y=\frac{1}{2}\ln[(\mathcal{E}+p_\parallel)/(\mathcal{E}-p_\parallel)]$ (в системе единиц $\hbar=c=1$). В этом случае $\mathcal{E}d\sigma/d\boldsymbol{p}=(1/\pi)d^2\sigma/dydp_\perp^2$, причём форма распределения частиц по y не меняется при переходе от одной системы к другой. При исследовании дифракц. процессов ($x\to1$) часто используют квадрат переданного 4-импульса $t=(p_b-p_c)^2$ или $t=(p_a-p_c)^2$ и квадрат недостающей массы $M_X^2=(p_a+p_b-p_c)^2$ (p_i — 4-импульс частицы i); в этих переменных $\mathcal{E}d\sigma/d\boldsymbol{p}\approx\approx(1/\pi)d^2\sigma/dtd(M_X^2/s)$.

В опытах с электронными методами регистрации частиц дифференц. И. с. выражается через импульс $\boldsymbol{p}$ частицы и телесный угол Ω, $(\mathcal{E}/\boldsymbol{p}^2)d^2\sigma/dpd\Omega$ ($d\Omega=\sin\vartheta\,d\vartheta d\varphi$, ϑ, φ — полярный и азимутальный углы). Применяют и др. переменные, связанные с предполагаемым механизмом рождения частицы с [1, 3].

Полное И. с. $\sigma_{\text{инкл}}$ по определению равно:

$$\sigma_{\text{инкл}}(c)=\int f(s,\boldsymbol{p})\frac{d\boldsymbol{p}}{\mathcal{E}}=\sigma(1)+2\sigma(2)+\ldots=\sum_{k=1}k\sigma(k),$$

где $\sigma(k)$ — полное сечение образования k частиц c. Если определить ср. число частиц c, образующихся в неупру-

гих ab-взаимодействиях, как $\langle n_c\rangle=\sum_{k=1}k\sigma(k)/\sigma_{\text{неупр}}(ab)$, где $\sigma_{\text{неупр}}(ab)=\sum_{k=0}\sigma(k)$, то $\sigma_{\text{инкл}}(c)=\langle n_c\rangle\sigma_{\text{неупр}}(ab)$, т. е. полное И. с. при высоких энергиях значительно больше, чем $\sigma_{\text{неупр}}(ab)$. Напр., в pp-взаимодействиях при энергии столкновения $\mathcal{E}\approx60$ ГэВ $\langle n_\pi\rangle\approx15$ и $\sigma_{\text{инкл}}(\pi)\approx\approx15\ \sigma_{\text{неупр}}(ab)$.

Лит. см. при ст. *Инклюзивный процесс.* *В. Г. Гришин.*

ИНКЛЮЗИ́ВНЫЙ ПРОЦЕ́СС (от англ. inclusive — включающий в себя) — процесс взаимодействия частиц высоких энергий, в к-ром изучаются характеристики только части вторичных частиц независимо от числа и типа др. частиц реакции (в отличие от эксклюзивного процесса, в к-ром изучаются характеристики всех вторичных частиц). Важное значение этих процессов в изучении взаимодействия элементарных частиц впервые было отмечено А. А. Логуновым с сотрудниками [1] и Р. Фейнманом (R. Feynman) [2] (последнему принадлежит и назв. «И. п.»). Обычная запись одночастичного И. п.: ab→cX, где a и b — первичные сталкивающиеся частицы, c — изучаемая вторичная частица, а X обозначает совокупность любых др. частиц, образованных в данном взаимодействии. Двух- и *n*-частичные И. п.: ab→c_1c_2X и ab→$c_1\ldots c_n$X. И. п. представляет собой сумму эксклюзивных реакций с определ. числом вторичных частиц. Напр., в pp-взаимодействиях при энергии в системе центра инерции (с. ц. и.) сталкивающихся частиц (энергии столкновения) $\mathcal{E}\approx60$ ГэВ образуется в среднем около 18 адронов разных типов (π, K, N, $\bar{\text{N}}$, Λ, Σ и т. д.), а изучаются импульсные и угл. распределения частиц только одного типа, напр. π^+-мезонов, pp→π^+X. В этом случае И. п. представляет собой сумму эксклюзивных реакций, в к-рых рождается хотя бы один π^+-мезон, напр. pp→π^+pn, pp→$\pi^+\pi^+\pi^0$nn, pp→$\pi^+\pi^+\pi^-$pn и т. д. Т. о., в И. п. число и тип вторичных частиц в системе X не фиксированы и ограничиваются только законами сохранения энергии, электрич. заряда, барионного числа и др. квантовых чисел.

В отличие от эксклюзивного метода исследования взаимодействий частиц, инклюзивный метод даёт меньше информации о конкретных реакциях. Однако общие закономерности взаимодействий частиц в И. п. проявляются более отчётливо, т. к. частные детали исключаются усреднением по характеристикам большого числа возможных каналов реакций и типов неизучаемых вторичных частиц (т. н. частиц сопровождения). Поэтому такой подход адекватен физике высоких энергий (энергия столкновения $\gtrsim5$ ГэВ в с. ц. и.), когда рождается много вторичных частиц ($n\geq10$). Более того, при сверхвысоких энергиях столкновения (≥60 ГэВ), когда ср. число вторичных частиц $\langle n\rangle\geq20$ и практически уже невозможно выделять отд. эксклюзивные каналы реакций, инклюзивный метод исследования взаимодействий частиц остаётся единственным. (Аналогичная ситуация имеет место и в классич. механике. Пока число частиц невелико, то можно следить за каждой из них в отдельности, описывая их движение системой ур-ний движения. Для большого числа частиц, напр. в газе или жидкости, это невозможно, и тогда используются методы статистич. механики.)

Эксперим. изучение И. п. проводится на всех крупнейших ускорителях мира. Данные получены в основном для одночастичных и двухчастичных И. п. при энергии столкновения $\leqslant2000$ ГэВ [3]. Практически все важнейшие открытия последних лет в физике высоких энергий были сделаны при инклюзивном методе исследования процессов. В результате изучения И. п. на ускорителях протонов были открыты *масштабная инвариантность* (скейлинг Фейнмана), близкодействующие корреляции в рождении адронов (ab→h_1h_2X) и обильное рождение *резонансов* (ab→RX, где R — короткоживущий резонанс ρ, φ, ω) и т. д. в множественных процессах. Изучение *глубоко неупругих процессов* в электронных, мюонных и нейтринных пучках позволило обнаружить партонную структуру адронов (см. *Партоны*) [2] и нарушение скейлинга Бьёркена, предсказываемое *квантовой хромодинамикой*, привело к открытию *струй адронных*, образующихся при фрагментации кварков и глюонов [3—5].

Лит.: 1) Logunov A. A., Mestvirishvili M. A., Nguen Van Hieu, High energy behaviour of inelastic cross section, «Phys. Lett.», 1967, v. 25 B, p. 611; 2) Фейнман Р., Взаимодействие фотонов с адронами, пер. с англ., М., 1975; Feynman R., Very high-energy collisions of hadrons, «Phys. Rev. Lett.», 1969, v. 23, p. 1415; 3) Гришин В. Г., Инклюзивные процессы в адронных взаимодействиях при высоких энергиях, М., 1982; 4) Ляходед А. К., Шляпников П. В., Многочастичные и инклюзивные реакции, «УФН», 1978, т. 124, с. 3; 5) Banner M. и др., Observation of very large transverse momentum jets at the CERN $p\bar{p}$ collider, «Phys. Lett.», 1982, v. 118 B, p. 203.

В. Г. Гришин.

ИНКРЕМЕ́НТ (от лат. incrementum — рост, увеличение) — величина, характеризующая экспоненциальный рост амплитуды волны (или интенсивности) при развитии неустойчивости в нелинейной среде (напр., плазме). В случае собственных колебаний среды развитие неустойчивостей описывается временны́м экспоненц. нарастанием $A(t)=A_0e^{\gamma t}$, где A_0 — нач. амплитуда, γ — временной И., имеющий размерность частоты. В задачах о распространении волн развитие неустойчивости описывается экспоненц. нарастанием в пространстве $A(x)=A_0e^{\varkappa x}$, где $\varkappa$ — пространственный И., имеющий размерность волнового вектора ($см^{-1}$). При исследовании *абсолютной неустойчивости* (нарастающей со временем) обычно используется И. γ, а в случае *конвективной неустойчивости* (нарастающей в пространстве) — $\varkappa$. И. $\gamma(\varkappa)$ равен логарифмич. производной амплитуды волны по времени (расстоянию).

В физике плазмы величина, обратная И., показывает, за какое время амплитуда волны неустойчивости увеличивается в *e* раз. Напр., при вынужденном комбинац. рассеянии света, к-рое возникает вследствие развития распадной неустойчивости, величина, обратная И. усиления, характеризует расстояние, на к-ром интенсивность света увеличивается в *e* раз. См. также *Неустойчивости плазмы*, *Вынужденное рассеяние света*.

В. Н. Ораевский.

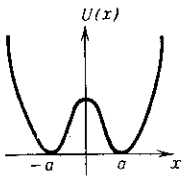
ИНСТАНТО́Н — особый вид колебаний вакуума, при к-ром в нём спонтанно вспыхивает и гаснет сильное глюонное поле. Этот процесс, будучи квантовым явлением, не противоречит закону сохранения энергии в силу соотношения неопределённостей. Впервые И. были введены в работах [1—2].

Самая яркая отличит. черта И.— его топологич. нетривиальность. Это означает, что невозможно, сохраняя конечной величину действия на И., плавно деформировать его поле к нулю. И. является четырёхмерным «родственником» топологически нетривиальных объектов физики конденсированного состояния вещества, таких, как вихри в сверхтекучем гелии и сверхпроводниках, дислокации и дисклинации в кристаллах и т. д. И. обязан своим существованием сильным нелинейным эффектам. Этим он напоминает гидродинамич. *солитоны* и вихри. Имеется, однако, и важное отличие: солитоны локализованы в пространстве, но бесконечно протяжённы во времени. Термин «И.» относится к процессу перестройки вакуума, занимающему конечное время. Тем самым инстантонное поле локализовано и в пространстве и во времени.

В квантовой теории любой процесс описывается суммой по всем возможным траекториям, осуществляющим переход. В классич. пределе из этой суммы выделяются траектории, являющиеся решением ур-ний классич. динамики. В тех случаях, когда данный переход классически невозможен, он происходит за счёт *туннельного эффекта*. И. являются туннельными переходами, происходящими в вакууме.

Простейшая ситуация, в к-рой появляются И., встречается в нерелятивистской квантовой механике. Пред-

ставим себе частицу, к-рая движется вдоль оси x в потенц. поле $U(x)=(\lambda/4)(x^2-a^2)^2$ (x — координата частицы, λ — константа взаимодействия; рис.). Этот потенциал имеет минимумы в точках $x=\pm a$. Частица малой энергии, помещённая в точку $-a$, будет колебаться в основном в левой потенц. яме. Её переход в правую яму классически запрещён, но благодаря квантовым флуктуациям он может происходить. Этот переход, осуществляющийся с дефицитом энергии, формально может быть описан классич. траекторией, соединяющей точки $\pm a$, развивающейся, однако, в мнимом времени. Действие S вдоль такой траектории также мнимое, поэтому амплитуда перехода, к-рая, согласно квантовой механике, пропорциональна $\exp\{iS\}$, в квазиклассич. пределе много меньше единицы. Удобство такого описания состоит в том, что вместо огромного кол-ва возможных траекторий в вещественном времени, к-рые, деструктивно интерферируя, дают малую величину амплитуды перехода, достаточно рассмотреть одну классич. траекторию в мнимом времени. (Это напоминает вычисление вещественных интегралов с помощью перехода в комплексную плоскость.) Классич. траектория определяется ф-лой



$$x(\tau)=a\,\mathrm{th}\,(\mathrm{const}\cdot\tau),$$

где $\tau=+it$, t — время. Самым важным проявлением этой траектории является спонтанное восстановление симметрии $x\to -x$. Под этим понимается следующее. Пусть в нач. момент времени частица находилась в левой яме. Если пользоваться стандартной теорией возмущений по величине λ, можно прийти к неверному выводу о том, что частица будет колебаться в левой яме, так что ср. значение её координаты $\bar{x}$ отрицательно. Учёт инстантонной траектории качественно изменяет этот вывод. Благодаря туннельным переходам частица равномерно «размешивается» между ямами, и $\bar{x}=0$. Время размешивания при малых λ экспоненциально велико.

В динамике *глюонов* имеются похожие явления. Глюонные поля $B_n(x)$ описываются матрицами из алгебры цвета, $SU(3)$ (здесь x — точка пространства, $n=1, 2, 3$ — пространств. индекс). Рассмотрим две конфигурации поля, имеющие нулевую энергию:

$$B_n^{(1)}(x)=0,\quad B_n^{(2)}(x)=g^{-1}(x)\frac{\partial g(x)}{\partial x_n};\quad g(\infty)=1,$$

где матрица 3×3 $g(x)$ принадлежит к группе $SU(3)$ и топологически (путём непрерывной деформации) не может быть превращена в единицу. Как показано в топологии, такие матрицы существуют и классифицируются целыми числами (т. н. характеристич. классы). И.— это классич. решение глюодинамики для мнимого времени, соответствующее переходам между такими конфигурациями. Наличие инстантонных переходов приводит к размешиванию полей по всем возможным топологиям матрицы $g(x)$.

Для матем. описания И. используется формальный приём, приводящий к важной физ. аналогии. Т. к. распространение инстантонных флуктуаций происходит в мнимом времени, исходное пространство-время Минковского (четырёхмерное пространство-время специальной теории относительности) становится математически эквивалентным евклидову пространству и задача в вакууме сводится к задаче классич. статистич. механики нек-рых четырёхмерных «частиц». Такие псевдочастицы могут быть разных типов; не все из них до конца изучены, однако учёт уже известных псевдочастиц —И. приводит к важным физ. явлениям. Напр., при введении кварков внутрь газа (или жидкости) из псевдочастиц (т. е. при рассмотрении кварков в вакууме) псевдочастицы сжимают «кулоновское» глюонное поле кварков, сосредоточивая его в струноподобной области, что может привести к т. н. пленению кварков (см. *Удержание цвета*, *Квантовая хромодинамика*). Пока неясно, являются ли И. доминирующими псевдочастицами, но их существ. роль в сильном взаимодействии несомненна.

Взаимодействие И. с кварками посредством квантовых аномалий решает т. н. $U(1)$ проблему квантовой хромодинамики [3].

Др. применение идея И. находит в теории гравитации. Благодаря рождению гравитац. И. пространство приобретает сложную топологич. структуру (оказывается изрытым «кротовыми норами» и др. топологич. образованиями). Такая пространственно-временная «пена» приводит к необычным следствиям (напр., к нарушению закона сохранения барионного числа) на расстояниях порядка *планковской длины* ($\sim 10^{-33}$ см) и должна играть важную роль в будущих попытках объединения всех фундам. взаимодействий, включая гравитационное.

Обзор по И. см. в [4].

Лит.: 1) Polyakov A., Compact gauge fields and the infrared catastrophe, «Phys. Lett.», 1975, v. 59 B, p. 82; 2) Belavin A. и др., Pseudoparticle solutions of the Yang-Mills equations, «Phys. Lett.», 1975, v. 59 B, p. 85; 3) 't Hoft G., Computation of the quantum effects due to a four-dimensional pseudoparticle, «Phys. Rev.», 1976, v. D 14, № 12, p. 3432; 4) Раджараман Р., Солитоны и инстантоны в квантовой теории поля, пер. с англ., М., 1985. *А. М. Поляков.*

ИНТЕГРАЛ СТОЛКНОВЕ́НИЙ — член в *кинетическом уравнении Больцмана*, равный изменению ф-ции распределения частиц (или квазичастиц) за единицу времени в элементе фазового объёма вследствие столкновений между ними; его наз. также оператором столкновений. И. с. равен (с обратным знаком) разности между числом частиц, покидающих элемент фазового объёма вследствие прямых столкновений, и числом частиц, попадающих в этот элемент. И. с. зависит от ф-ций распределения сталкивающихся частиц, являясь их функционалом, и от вероятности столкновения между частицами, выражаемой через дифференц. эффективное сечение столкновений.

Для газов, молекулы к-рых подчиняются классич. механике, вероятность столкновений при малой плотности пропорц. произведению ф-ций распределения сталкивающихся частиц и дифференц. эфф. сечению. В этом случае И. с. равен

$$I(f,\,f_1)=\int (f'\,f_1'-f f_1)\,u\sigma(u,\,\theta)\,d\Omega\,d\boldsymbol{v}_1,$$

где $f=f(\boldsymbol{v},\boldsymbol{r},t)$, $f_1=f(\boldsymbol{v}_1,\boldsymbol{r},t)$ — ф-ции распределения частиц со скоростями $\boldsymbol{v}$, $\boldsymbol{v}_1$ до столкновения, $f'=f(\boldsymbol{v}',\boldsymbol{r},t)$, $f_1'=f(\boldsymbol{v}_1',\boldsymbol{r},t)$ — ф-ции распределения частиц со скоростями $\boldsymbol{v}'$, $\boldsymbol{v}_1'$ после столкновения, $\sigma(u,\theta)$ — дифференц. эфф. сечение рассеяния частиц в телесный угол $d\Omega$, u — модуль относит. скорости сталкивающихся частиц, θ — угол между относит. скоростью и линией центров. Для жёстких упругих сфер радиуса R: $\sigma=4R^2\cos\theta$.

Для *Максвелла распределения* И. с. равен нулю, $I(f_0,\,f_{10})=0$. Скорость изменения ср. значения к.-л. величины $\psi(v)$ вследствие столкновений выражается через И. с. и равна

$$\left(\frac{\partial\psi}{\partial t}\right)_{\mathrm{ст}}=\frac{1}{n}\int\psi(v)\,I(f,\,f_1)\,dv,$$

откуда следует, что инварианты столкновения (или аддитивные инварианты столкновения), для к-рых $\psi(v)+\psi(v_1)=\psi(v')+\psi(v_1')$, не меняются при столкновениях: $(\partial\psi/\partial t)_{\mathrm{ст}}=0$. Этим свойством обладают масса, импульс и энергия частицы, что используется при решении кинетич. ур-ния.

В случае газов, молекулы к-рых подчиняются квантовой механике, вероятность столкновения зависит не только от произведения ф-ций распределения частиц до столкновения, но и от их ф-ций распределения после столкновения вследствие симметрии волновых ф-ций

сталкивающихся частиц. В этом случае И. с. содержит множитель $ff_1(1\pm f')(1\pm f_1')$ для прямых столкновений и $f'f_1'(1\pm f)(1\pm f_1)$ — для приходящих частиц, где бозе-частицам соответствует знак плюс, а ферми-частицам — минус. Дифференц. эфф. сечение в этом случае вычисляется по законам квантовой механики.

И. с. для электронов и фононов в металле содержит множитель $n(1-n')(1+N)-n'(1-n)N$; n, n' — ф-ции распределения электронов до и после столкновения, N — ф-ция распределения фононов решётки. Кроме того, И. с. пропорц. квадрату матричного элемента взаимодействия между электронами и фононами, взаимодействие возникает вследствие нарушения периодичности решётки из-за движения её атомов. В И. с. для фононов в непроводящем кристалле вероятность тройных столкновений пропорц. членам типа $NN'(1-N'')-N''(1-N)(1-N')$ и квадрату матричного элемента взаимодействия фононов вследствие ангармонизма решётки.

В системе заряж. частиц И. с. имеет др. вид из-за медленного убывания кулоновского взаимодействия между частицами, см., напр., *Кинетические уравнения* для плазмы.

Лит. см. при ст. *Кинетическое уравнение Больцмана.*

Д. Н. Зубарев.

ИНТЕГРА́ЛЬНАЯ О́ПТИКА — раздел совр. оптики, изучающий процессы генерации, распространения и преобразования света в тонкоплёночных диэлектрич. волноводах, а также разработку принципов и методов создания на единой подложке (интеграция) оптич. и оптоэлектронных волноводных устройств (лазеров, модуляторов, дефлекторов, переключателей и т. д.).

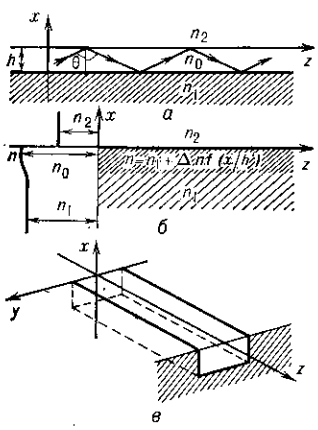


Рис. 1. Типы диэлектрических оптических микроволноводов: *а* — тонкоплёночный; *б* — диффузный; *в* — канальный.

Типы диэлектрических микроволноводов. Основой интегральных оптич. устройств являются планарные волноводы (тонкоплёночные и диффузные). Тонкоплёночные волноводы формируются в виде однородной диэлектрич. плёнки толщиной h порядка длины световой волны λ, нанесённой на однородную диэлектрич. подложку с более низким показателем преломления (рис. 1,*а*). Диффузные (или градиентные) волноводы отличаются плавным распределением показателя преломления по сечению (рис. 1,*б*). В этих волноводах нет чётко выраженной границы между волноводным слоем и подложкой. Изготавливаются они обычно диффузией к.-л. примесей в подложку. Для передачи излучения по заданной траектории и связи между отд. элементами И. о. применяются также канальные (или полосковые) волноводы, ширина к-рых соизмерима с их толщиной (рис. 1, *в*).

Локализация света в волноводе обусловлена *полным внутренним отражением* на граничных поверхностях, поэтому для осуществления волноводного режима необходимо, чтобы показатель преломления плёнки n_0 был больше показателей преломления подложки n_1 и среды над волноводом n_2. Энергия в волноводе распространяется в виде волноводных мод, характеризующихся определ. распределением эл.-магн. поля по поперечному сечению и собственными значениями волнового вектора $k=2\pi n^*/\lambda$. Параметр $n^*=n_0\sin\theta$ (θ — угол падения луча на отражающую среду), определяющий фазовую скорость оптич. поверхностной волны, играет роль эфф. показателя преломления для данной волны. В диэлектрическом волноводе с заданными параметрами n_0, n_1, n_2 и h существует конечное число волноводных мод, определяемое дискретным рядом значений n_m^* ($m=1, 2, \ldots, M$). Чем выше порядок m поверхностной волны, тем меньше её эфф. показатель преломления и сильнее проникновение её за пределы тонкой плёнки в подложку. В тонкоплёночных волноводах определяющую роль играет волноводная дисперсия, т. е. зависимость n^* от относительной толщины плёнки kh. С уменьшением относительной толщины плёнки уменьшается n^*, приближаясь к своему ниж. пределу n_1 (обычно полагают, что $n_2\leqslant n_1$). Соответственно этому пределу существует критич. толщина плёнки (или критич. длина волны света, критич. частота ω) для поверхностной волны m-го порядка. С увеличением m на единицу критич. толщина возрастает на $(\lambda/2)\sqrt{n_0^2-n_1^2}$. Используя плёнку соответствующей толщины, можно ограничить число волноводных мод диэлектрич. волновода желательным образом. При значениях h (или ω) меньше критического волноводный режим отсутствует.

Планарные линзы и призмы. Зависимость эфф. показателя преломления от толщины плёнки позволяет воздействовать на оптич. характеристики планарных волноводов и создавать интегрально-оптич. элементы преобразования светового потока (линзы, призмы) простым уменьшением или увеличением толщины волноводного слоя. Преломление лучей может происходить за счёт увеличения (или уменьшения) показателя преломления по сечению волновода к центру или к краям. В И. о. применяются также т. н. геодезические линзы, к-рые работают за счёт прогиба волноводной плёнки в вертикальной плоскости. Траектория сфокусированных лучей в этой линзе совпадает с кратчайшими геодезич. линиями изогнутой поверхности.

Методы ввода и вывода излучения из оптических микроволноводов. Важным вопросом И. о. является преобразование лазерного пучка в волноводные моды (ввод излучения в волновод) и наоборот (вывод его). Вводить в волновод излучение лазера можно, фокусируя его на торец или стыкуя непосредственно источник света (лазер, оптич. волокно) с волноводом. При этом эффективность ввода зависит от степени согласования возбуждающего излучения с волноводной модой.

Вывод излучения можно осуществлять через суживающийся край волноводного слоя (рис. 2). Если толщина волновода плавно уменьшается, то уменьшается и угол падения луча на отражающие стенки волновода, и когда он становится меньше критического, то оптическая волна будет излучаться в подложку под углом $\varphi=\arccos(n_0\sin\theta/n_1)$. Поле волноводной моды будет соответственно затухать вдоль волновода. Возбуждение планарных волноводов можно осуществлять также через их поверхность туннельным и дифракц. методом.

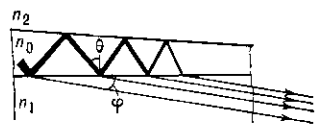


Рис. 2. Вывод излучения через суживающийся край волновода.

При этом создаваемое на поверхности волновода поле должно быть согласовано по поляризации и синхронизовано по фазе с возбуждаемой волноводной модой, т. е. должно иметь определённую и приблизительно равную kn_m^* составляющую волнового вектора вдоль волновода. Такой *фазовый синхронизм* осуществляется, напр., при туннельном вводе, когда поле проникает в волновод при полном внутр. отражении от основания призмы, изготовленной из более плотного диэлектрич. материала ($n_3>n_m^*$) и помещённой над поверхностью волновода на расстоянии d порядка длины волны света

(рис. 3). При этом слой между призмой и волноводом имеет показатель преломления $n_2 < n_m^*$. Подбирая соответствующий угол падения вводимого луча θ_3 на основание призмы и выполнив условие $n_3 \sin\theta_3 = n_m^*$, можно добиться его фазового согласования с одной из волноводных мод. Осуществляя таким способом туннельную связь на нек-ром участке волновода, вводят в него бо́льшую часть энергии падающей волны. Т. к. с накоплением световой энергии в возбуждаемой поверхностной волне усиливается её переизлучение обратно в призму, то существует оптимальная длина связи, отвечающая наиб. эффективному туннельному вводу излучения и зависящая от расстояния d между призмой и волноводом. Туннельный вывод осуществляется обычно при слабой связи, т. е. слабом проникновении поля поверхностной волны в выводную призму. Эти условия обеспечиваются при таком удалении призмы от оптич. волновода, что $\exp(-2kd\sqrt{n_m^{*2}-n_2^2}) \ll 1$. Поддерживая слабую связь на участке, во много раз превышающем λ и практически достаточном для полного излучения поверхностной волны из волновода, получают на выходе из призмы широкий световой пучок с малой *дифракционной расходимостью*. Этот вывод излучения из волновода наз. также призменным.

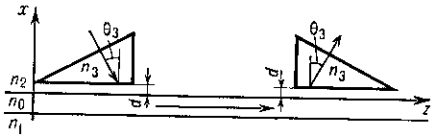


Рис. 3. Туннельный (призменный) ввод и вывод излучения из микроволновода.

При дифракционном вводе и выводе излучения из оптич. микроволновода используются фазовые дифракц. решётки на поверхности волновода или внутри его, к-рые или создаются периодич. модуляцией показателя преломления в волноводной плёнке или представляют собой участки волновода с гофрированной поверхностью или подложкой. Задавая период дифракц. решётки Λ и подбирая угол падения возбуждающей волны, добиваются её связи с волноводной модой и осуществляют эфф. дифракц. вывод излучения из волновода (или ввод). При прохождении гофрированного участка волна $\psi(z)\exp[i(\omega t - n^* kx)]$ распадается на синусоидальной границе в суперпозицию плоских волн, имеющих проекции волноводных векторов на ось x, равные $k(n^* + mN)$, где $m = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots$, а $N = \lambda/\Lambda$. При рассмотрении процессов излучения на слабогофрированном участке волновода можно пренебречь волнами с $|m| > 1$. В зависимости от величины проекции волнового вектора дифракц. волны на ось x существуют разл. варианты излучения из волновода (рис. 4). Если проекция волнового вектора такова, что $|n^* - N| < n_2$, то излучение происходит одновременно вверх и в ниж. среду, а если $n_1 > |n^* - N| > n_2$, излучение происходит только вниз — в подложку, причём угол распространения дифрагированной волны в среде с n_1 определяется выражением $n_1 \cos\varphi_m = n_m^* - N$.

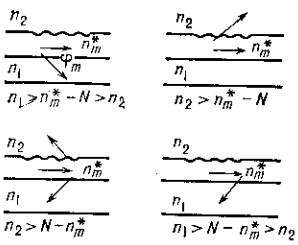


Рис. 4. Дифракционный (решёточный) вывод излучения из микроволновода.

Интегрально-оптические элементы. Частотные фильтры, *модуляторы света*, направленные ответвители, дефлекторы и т.п. позволяют осуществлять разл. действия над распространяющимися в волноводе волнами: их канализацию, модуляцию и отклонение, излучение в пространство, генерацию (см. *Гетеролазер*) и т. п.

Действия эти основаны на резонансном взаимном преобразовании волноводных мод в волноводе с периодически промодулированной оптич. толщиной (т. е. при наличии фазовой дифракц. решётки) или в системе двух (и более) параллельно и близко расположенных (т. е. туннельно связанных) регулярных волноводов. Плавно изменяя параметры оптич. связи вдоль волновода (расстояние d или глубину модуляции на гофрированном участке), можно существенно изменить распределение интенсивности в выходящем из волновода пучке.

Широко используемые в И. о. волноводные решётчатые структуры могут осуществлять не только дифракц. ввод и вывод излучения, но и преобразование мод, выполнять функции отражателей, частотных фильтров *и т. п.*

Если в гофрированном многомодовом волноводе для двух мод с номерами m и m_1 на периоде решётки укладывается целое число M полупериодов биений, т. е. выполняется условие $n_m^* - n_{m_1}^* = M\lambda/\Lambda$, то между этими модами возникает сфазированная связь, приводящая к интенсивной взаимной перекачке мощности излучения одной моды в другую. Т. е. участок такого волновода может служить преобразователем волноводных мод.

Волноводные решёточные структуры используются также в качестве отражателей. Если поверхностная оптич. волна падает на участок гофрированного волновода под брэгговским углом к её штрихам (см. *Брэгга — Вульфа условие*), так что выполняется условие $\sin\theta_Б = \lambda/2\Lambda n^*$, то указанная решётка отражает падающую волну под углом $\theta_Б$ (рис. 5), если длина её $L \gg \Lambda^2/2\pi\lambda$. В случае нормального падения на решётку, когда $\theta_Б = \pi/2$, брэгговское отражение происходит при условии, что период гофра Λ равен целому числу волноводных полуволн: $\Lambda = M\lambda/2n^*$. Т. о., для решётки с определ. параметрами (L, Λ) брэгговское отражение происходит лишь для определ. длин волн (частот), т. е. имеет избират. характер. Ширина полосы частот $\Delta\omega$, в пределах к-рой наблюдается резонансное брэгговское отражение, характеризуется выражением: $\Delta\omega \sim 2\Delta hc/hn^*$, где Δh — амплитуда гофра. Гофрированная периодическая структура может служить оптич. частотным фильтром с центром на брэгговских частотах, относит. полоса пропускания к-рого пропорц. отношению (Λ/L). Совр. технология позволяет получать планарные частотные фильтры с полосой пропускания менее 0,01 нм.

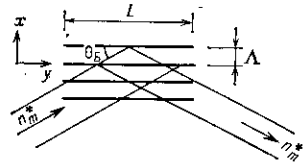


Рис. 5. Брэгговское отражение волны от периодической структуры.

Активные элементы И. о. Модуляторы, переключатели, сканеры используются для управления параметрами лазерной волноводной моды (её амплитудой, фазой, поляризацией) и для её пространственного разделения (переключения) — дискретного или непрерывного. Принцип работы этих активных устройств основан на изменении показателя преломления материала микроволновода под действием электрич. или магн. поля или упругой деформации. Наиб. распространение в И. о. получили электроопт-

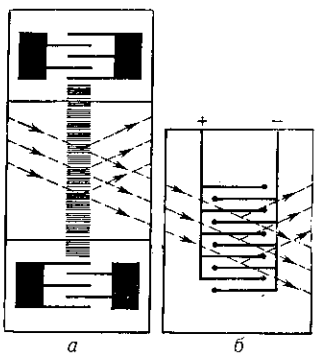


Рис. 6. Брэгговская дифракция поверхностной световой волны в плоскости волновода на решётке, возбуждаемой акустической волной (*а*) или электрическим полем, в системе встречно-штыревых электродов (*б*).

тич. и акустооптич. устройства управления светом, в основу к-рых положена брэгговская дифракция на фазовых решётках, индуцируемых электрич. полем или акустич. поверхностными волнами (рис. 6).

Встречно-штыревая структура электродов, изготовленная на поверхности волновода, обладающего электрооптич. свойствами (см. *Поккельса эффект*), индуцирует фазовую решётку вида $\bar{n}(x, z)=n_1+\Delta n\zeta(x)\cos(2\pi z/\Lambda)$, где Λ — период наведённой решётки, Δn — макс. изменение показателя преломления, $\zeta(x)$ — ф-ция распределения изменения индуцированного показателя преломления по глубине. Действие электрич. поля E на волновод длиной L приводит к сдвигу фазы на $\Delta\varphi=k_m\Delta n_m^* L$ у проходящей волноводной моды и модуляции её амплитуды пропорц. E (здесь Δn_m^* — амплитуда изменения эфф. показателя преломления $\Delta n_m^*\sim n_m^3 rE/2$, r — электрооптич. коэф.). Глубина модуляции излучения, прошедшего в первый максимум при брэгговской дифракции, зависит от фазового сдвига $\Delta\varphi$, наведённого электрич. полем, пропорц. $\sin^2(\Delta\varphi/2)$.

В акустооптич. модуляторах дифракция оптич. поверхностных волн осуществляется на фазовой решётке, создаваемой акустич. поверхностными волнами, возбуждаемыми перем. напряжением, приложенным к встречно-штыревому преобразователю. Ширина полосы частот Δf, в пределах к-рой эффективно возбуждаются акустич. волны, обратно пропорц. длине встречно-штыревого преобразователя. Меняя частоту акустич. волн в пределах, ещё допускающих брэгговское отражение (от f_1 до f_2), можно менять угол отклонения светового луча в пределах $\Delta\theta_Б=\lambda_m/v_a(f_2-f_1)$, где v_a — скорость перемещения периодич. неоднородностей показателя преломления, возбуждаемых акустич. волной. Этот принцип положен в основу создания широкополосных акустооптич. дефлекторов. Вследствие *Доплера эффекта* частота света, дифрагируемого на акустич. решётке, смещается на величину, равную или кратную частоте акустич. волн. Это явление применяется для частотной модуляции света. Канальные волноводы используются в разл. функциональных узлах И. о., применяемых в качестве оконечных устройств волоконно-оптич. линий связи. Широко распространены управляемые направленные ответвители и модуляторы типа интерферометра Маха — Цендера (см. *Интерферометр Рождественского*).

Оптич. направленный ответвитель формируется из двух идентичных канальных волноводов, туннельно связанных, т. е. расположенных достаточно близко друг к другу, так что световая энергия перекачивается из одного в другой (рис. 7). Длина связи L, на к-рой осуществляется полная перекачка, определяется как $L=2\pi/\varkappa$, где

$$\varkappa=\frac{2\pi}{\lambda}\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\psi_1(y, z)\,\Delta n(y, z)\,\psi_2(y, z)\,dy\,dz —$$

коэф. связи, зависящий от степени перекрытия полей связанных мод ψ_1 и ψ_2 с профилем волноводов Δn. Обычно, когда волноводы идентичны, фазовый сдвиг $\Delta\varphi=0$. Однако, если к волноводам из электрооптич. материала приложить напряжение V, индуцирующее фазовую расстройку, то это напряжение будет менять распределение световых потоков, распространяющихся в связанных волноводах. Так осуществляется амплитудная модуляция света. Активные устройства на связанных волноводах могут использоваться также в качестве оптич. переключателей.

Принцип действия электрооптич. модулятора типа интерферометра Маха — Цендера (рис. 8) состоит в следующем. Распространяющиеся по двум идентичным плечам интерферометра моды в зависимости от величины прикладываемого к электродам напряжения V могут интерферировать в месте соединения волноводов в фазе или в противофазе. В первом случае в месте соединения будет возбуждаться распространяющаяся к выходу модулятора осн. мода, в другом случае — нечётная мода второго порядка, к-рая будет излучаться из волноводов в области их соединения. Относит. изменение интенсивности излучения на выходе интерферометрич. модулятора определяется соотношением

$$\frac{I}{I_0}=\cos^2\left(\frac{\Delta\varphi_0+\Delta\varphi}{2}\right),$$

где $\Delta\varphi_0$ — разность фаз интерферирующих волн в отсутствие напряжения на электродах, $\Delta\varphi$ — индуцированная электрич. полем фазовая расстройка. Спец.

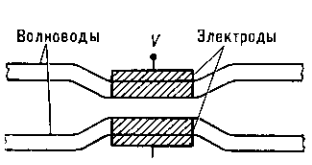


Рис. 7. Направленный ответвитель на основе туннельно связанных канальных волноводов.

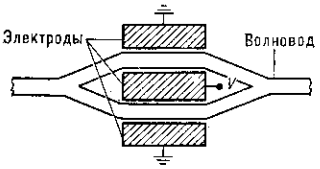


Рис. 8. Электрооптический модулятор типа интерферометра Маха—Цендера.

структура электродов даёт возможность эффективно модулировать свет независимо от его поляризации, а режим бегущей волны позволяет расширить частотную полосу модулятора до $\geqslant 2\cdot 10^{10}$ Гц. Это устройство используют для получения быстродействующих аналого-цифровых и цифроаналоговых преобразователей, датчиков эл.-магн. поля, темп-ры и т. д. При сравнении объёмных и интегрально-оптич. модуляторов и дефлекторов оказывается, что потребляемая мощность, пропорц. объёму активной среды, у планарных на два-три порядка меньше, чем у объёмных.

Нелинейные оптические явления в оптич. микроволноводах возникают при больших значениях напряжённости электрич. поля даже при сравнительно небольшой мощности возбуждения. Т. к. толщина волноводной плёнки очень мала ($\sim\lambda$), то плотность световой энергии в оптич. микроволноводе достигает 10^5—10^6 Вт/см^2 по всей длине взаимодействия даже от сравнительно маломощных газовых лазеров ($\sim 10^{-1}$—10^{-2} Вт). В оптич. волноводах возможен фазовый синхронизм взаимодействующих мод также за счёт волноводной дисперсии. В объёмной оптике необходимый для эфф. нелинейного взаимодействия фазовый синхронизм волн разл. частот достигается лишь за счёт двойного лучепреломления в кристаллах. В оптич. микроволноводах синхронизм может быть обеспечен для разных мод одной поляризации. Это позволяет использовать для нелинейных взаимодействий изотропные среды, обладающие большой нелинейной восприимчивостью. Кроме фазового синхронизма необходимым условием эфф. нелинейного преобразования в оптич. микроволноводах является достаточная величина интеграла перекрытия полей взаимодействующих мод. Для нелинейных преобразований широко применяются титан-диффузные волноводы в ниобате лития, в к-рых наблюдались эфф. удвоение частоты, параметрич. генерация, суммарные гармоники и т. д.

Широко используется в И. о. генерация второй гармоники (см. *Взаимодействие световых волн*) для перевода ИК-излучения гетеролазера в видимое излучение. Процесс генерации второй гармоники можно представить как связь двух волноводных мод равных частот ω и значений волновых векторов k_ω с одной из мод частоты 2ω и значением волнового вектора $k_{2\omega}$. Условия синхронизма имеют вид:

$$\omega+\omega=2\omega,\quad k_\omega+k_\omega=k_{2\omega}$$

или с учётом того, что $\lambda_{2\omega}=\lambda_\omega/2$,

$$\frac{2\pi n_\omega}{\lambda_\omega}+\frac{2\pi n_\omega}{\lambda_\omega}=\frac{2\cdot 2\pi n_{2\omega}}{\lambda_\omega},$$

т. е. $n_\omega = n_{2\omega}$. Этого равенства можно добиться, если увеличение эфф. показателя преломления моды m, к-рое возникает на частоте 2ω вследствие волноводной дисперсии, компенсировать, сменив порядок моды или её тип (показатель преломления уменьшается с увеличением порядка моды). Необходимость выполнения условия $n_\omega = n_{2\omega}$ накладывает очень строгие ограничения на допустимые отклонения толщины волновода от оптимальной для условий синхронизма. Напр., для плёнки ZnS толщиной 0,314 мкм, выращенной на подложке ZnO, отклонение Δh составляет всего $\sim$0,006 мкм (2%).

Технология И. о. Наиб. важным является получение волноводных слоёв и формирование требуемой геом. конфигурации планарных элементов. Первая задача решается либо нанесением на подложку плёнок из др. материала, либо увеличением показателя преломления приповерхностных слоёв подложки путём радиац., хим., термич. и др. воздействий. Для нанесения плёнок используются методы термич. и катодного распыления. При создании монокристаллич. слоёв применяются разл. способы эпитаксиального выращивания. Повысить показатель преломления приповерхностного слоя, в т. ч. и в кристаллах, можно за счёт ионообменной диффузии, электродиффузии, имплантации ионов (см. *Ионная имплантация*) и т. д. Широко распространены методы получения волноводов путём *термодиффузии* из напылённой на подложку металлич. плёнки.

Для формирования требуемой конфигурации отд. планарных элементов и составленных из них оптич. интегральных узлов применяется гл. обр. фотолитография. Для создания монолитных схем И. о. используются полупроводниковые соединения $A^{III}B^{V}$ и твёрдые растворы на их основе. Монокристаллы диэлектриков, так же как и ниобат и танталат лития, широко используются для изготовления разл. типов интегрально-оптических модуляторов, дефлекторов, переключателей, акустооптич. устройств обработки информации и т. д.

Лит.: Золотов Е. М., Киселев В. А., Сычугов В. А., Оптические явления в тонкопленочных волноводах, «УФН», 1974, т. 112, с. 231; Гончаренко А. М., Редько В. П., Введение в интегральную оптику, Минск, 1975; Введение в интегральную оптику, пер. с англ., М., 1977; Дерюгин Л. Н., Интегральная оптика, М., 1978; Интегральная оптика, пер. с англ., М., 1978; Ханперджер Р., Интегральная оптика. Теория и технология, пер. с англ., М., 1985; Свечников Г. С., Элементы интегральной оптики, М., 1987.

Е. М. Золотов.

ИНТЕГРА́ЛЬНАЯ СХЕ́МА — твердотельное устройство, содержащее группу приборов и их соединения (связи), выполненное на единой пластине (подложке). В И. с. интегрируются пассивные элементы (ёмкости, сопротивления) и активные элементы, действие к-рых основано на разл. физ. явлениях. Внутр. связи И. с. преобразуют множество приборов в функциональное устройство для целей информатики, преобразования разл. видов энергии и робототехники. Создание первых полупроводниковых И. с. (1958—59) и начало их серийного выпуска (1960—61) определили рождение *микроэлектроники*.

Поскольку важнейшие И. с. формируются на монокристаллич. подложке, то электронное взаимодействие плотно упакованных микроприборов приводит к новым физ. явлениям. Развитие технологии И. с. позволило создать такие устройства, в к-рых электронное взаимодействие охватывает группы транзисторов (интегральная инжекционная логика); приборы с зарядовой связью (ПЗС), где осуществляется передача эл.-статич. заряда в цепях из тысяч МДП-элементов (см. *МДП-структура*); приборы на *цилиндрических магнитных доменах*, где осуществляется передача «магн. заряда», и т. д.

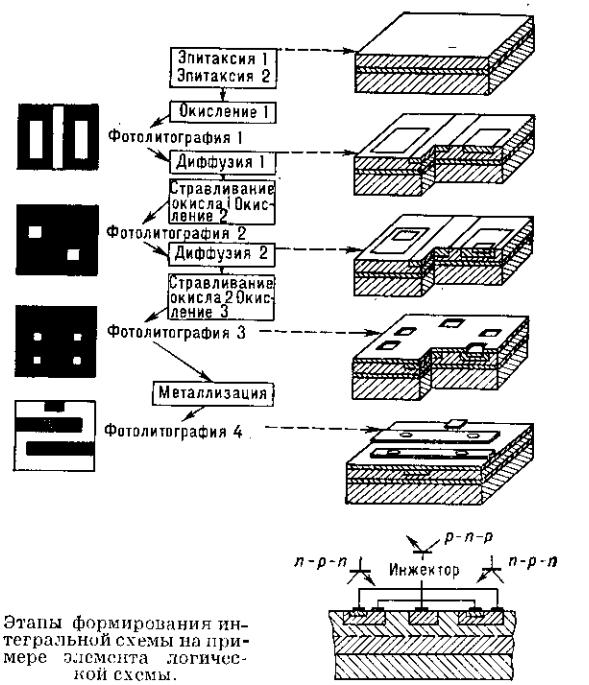
Типы И. с. Важнейшие И. с.— полупроводниковые, а среди них — кремниевые. Физ. и хим. свойства Si, его оксида и нитрида, а также разл. форм аморфного (см. *Аморфные и стеклообразные полупроводники*) и поликристаллич. Si создают оптимальную основу для интегральной технологии. Простота хим. состава обеспечивает стабильность и надёжность основанных на нём устройств. Свойства Si позволяют создавать разл. датчики, исполнительные микромеханизмы и др. неэлектронные устройства с электронными информационно-управляющими системами.

Кроме Si полупроводниковые И. с. изготавливаются из GaAs и нек-рых др. полупроводников. Это повышает быстродействие И. с. (более высокая подвижность носителей заряда) и дополняет кремниевую электронику оптоэлектронными, в т. ч. лазерными, системами (см. *Оптоэлектроника*).

И. с. на переходах Джозефсона (см. *Джозефсона эффект*) позволяют создавать устройства, потребляющие мин. количество энергии на единицу перерабатываемой информации. Благодаря этому элементы могут быть более плотно упакованы, сокращается длина связей между ними, повышается быстродействие устройства. И. с. на пьезоэлектрич. кристаллах (см. *Поверхностные акустические волны*) обеспечивают возможность параллельной быстрой обработки и преобразования нек-рых видов сигналов. Однако ни один из перечисл. видов интегральных устройств не обладает универсальностью кремниевых И. с.

И. с. интегрирует в одном кристалле не только множество идентичных приборов, но и приборы, действие к-рых основано на разл. принципах. Напр., И. с. для цифровой обработки данных могут содержать полевые и биполярные транзисторы, И. с. для управления различными объектами или анализа сигналов могут объединить электронные, оптоэлектронные, электромеханические, магнитные и др. микроприборы.

Планарная технология. Полупроводниковые И. с. формируются средствами планарной технологии. В математике «планарность» означает геометрич. образ, к-рый можно нарисовать на плоскости без пересечения линий. Центр. идея планарной технологии состоит в том, что проект И. с. представляется в виде комплекта



Этапы формирования интегральной схемы на примере элемента логической схемы.

рисунков, к-рые затем последовательно «переводятся» в кристалл с помощью различных физ.-хим. процессов (выращивание тонких плёнок металлов и полупроводников, их травление, введение легирующих примесей и т. п.). Планарная технология включает спец. методы проектирования И. с. в виде комплекта плоских рисунков, *микролитографию*, к-рая позволяет осуществить

их перенос на подложку, и методы, обеспечивающие изменение структуры или состава подложки по этим рисункам (рис.).

С помощью планарной технологии можно одновременно формировать на подложке 10^3—10^8 транзисторов и осуществлять многостадийные процессы, а благодаря этому создавать И. с. со сложной структурой. Таковы, напр., микропроцессор — центр. часть ЭВМ, выполненная в одной или неск. И. с.; запоминающее устройство, содержащее св. 10^6 ячеек памяти, и т. д.

На одной подложке обычно формируется множество И. с. Затем она разделяется на отд. кристаллики — «чипы» (англ. chip — отбитый кусок). Чип — это И. с. без корпуса и внеш. выводов. Его масса 0,5—50 мг, объём 0,2—50 $мм^3$. Т. о., на каждый $мм^3$ чипа и на каждый мг его массы приходится 10^4 транзисторов. После установки чипа в корпус эти характеристики снижаются в сотни раз (из-за сравнительно больших габаритов и массы корпуса). Но чип может устанавливаться и без корпуса в аппаратуру и даже в организм человека (вживляемые кристаллы). С 80-х гг. интенсивно развивается технология твердотельных И. с. на целых пластинах.

Гибридная технология объединяет принципы планарной технологии, с помощью к-рой предварительно формируются микроприборы, и плёночной технологии, средствами к-рой формируются пассивные элементы (сопротивления, конденсаторы, индуктивности) и сеть внутр. связей. В качестве подложки гибридной И. с., на к-рой устанавливаются бескорпусные чипы, используется диэлектрик, иногда металл или полупроводник, защищённые диэлектрич. слоем. Плёночная технология реализует принцип печатного монтажа в миниатюрном интегральном исполнении. Она расширяет диапазон параметров и повышает точность изготовления пассивных элементов. Поэтому она служит важным дополнением планарной технологии.

Степень интеграции. Важнейшая характеристика И. с.— степень интеграции, т. е. число активных элементов (для определённости — транзисторов) в одной И. с. По этому показателю И. с. классифицируются на малые (МИС), содержащие до 2^5 транзисторов, средние (СИС) — до 2^{10}, большие (БИС) — до 2^{15} и сверхбольшие (СБИС) — 2^{20} транзисторов. Для более высокой степени интеграции предложен термин «ультрабис». Но в действительности более сложные твердотельные структуры представляют не И. с., а интегральные системы.

Максимально возможная (при данном уровне технологии) степень интеграции определяется прежде всего мин. шириной линий рисунка И. с., ограниченной возможностью микролитографии. В совр. И. с. это 2—3 мкм, а в нек-рых И. с. достигается 1 мкм. В структурах, полученных с помощью острофокусированных электронных и ионных пучков, сформированы линии шириной до 2 нм. Оптимальный предел 0,1—0,2 мкм. Для его реализации необходимы коротковолновая фотолитография, рентгенолитография, электронная и ионная микролитография.

Кроме ширины линии, существенна максимально возможная площадь чипа, к-рая определяется качеством подложек и совершенством планарной технологии. Важную роль играет обеспечение надёжности — резервирование, самодиагностика и саморемонт. Они позволяют создавать устройства на частично дефектных и не вполне надёжных элементах. Предельная степень интеграции пластины — системы порядка 10^9.

Степень интеграции можно увеличить последовательным формированием в одной И. с. неск. активных слоёв (транзисторы и связи), разделённых диэлектрич. слоями. При этом для каждого активного слоя Si наносится в виде тонкой поликристаллич. плёнки и подвергается рекристаллизационному отжигу. Трёхмерная интеграция позволяет повысить степень интеграции ещё на 1—2 порядка.

Степень интеграции и функциональные возможности И. с. ограничены сложностью их внутр. организации и потребляемой мощностью. Планарный принцип синтеза ограничивает число внутр. связей между элементами И. с. Это ограничение влияет на «архитектуру» интегральных устройств. Напр., в едином устройстве можно осуществить только простейшие системы. В более сложных случаях требуется иерархич. организация структуры (в случае ЭВМ — многопроцессорная система с распределённой памятью).

Локальная плотность потребляемой мощности, несмотря на низкое энергопотребление каждого транзистора, велика (иногда превышает плотность мощности на поверхности Солнца). Кроме того, при высоких плотностях тока из-за нестабильности тонкоплёночных проводников происходит увлечение ионов металла электронами или электрическим полем. Наиб. экономичны И. с. на парах МОП-транзисторов, почти не потребляющие мощности между циклами переключения, а также на МДП-транзисторах с двухслойным диэлектриком (металл — нитрид — оксид — полупроводник), с плавающим затвором и др., к-рые не потребляют мощности в режиме хранения информации.

Развитие интегральной электроники. Уже первые МИС изменили принцип проектирования радиоэлектронной аппаратуры, особенно ЭВМ. Вместо конструирования устройств, измерения характеристик приборов и их взаимного согласования синтез стал осуществляться на логич. уровне. Согласование характеристик транзисторов перешло к технологии. Поскольку И. с. (независимо от степени интеграции) стóят примерно столько же, сколько транзисторы домикроэлектронного периода, то стоимость ЭВМ снижается (в среднем) пропорц. степени интеграции.

Однако в МИС интеграция распространилась в основном на цифровые логич. схемы. Практически все МИС выполнялись на основе биполярных транзисторов (см. *Транзистор*). С переходом к БИС (60—70-е гг.) доминирующее место заняли полевые транзисторы с МДП-структурой. Они потребляют меньше энергии на каждый бит перерабатываемой информации и обладают более простой структурой, что позволило создать интегральные запоминающие устройства.

Переход от БИС к СБИС (2-я пол. 70-х гг.) привёл к созданию 8-, 16- и 32-разрядных микропроцессоров и И. с. с ёмкостью памяти 10^4—10^6 бит. Выпускаются также БИС и СБИС для управления автомобильными двигателями, телевизорами (неск. кристаллов заменяют всю низковольтную аппаратуру телеприёмника) и т. д. Интенсивно развиваются аналоговые и цифроаналоговые БИС и СБИС, а также интегральная схемотехника СВЧ-диапазона. И. с. позволяют упростить и усовершенствовать и механич. системы (печатающие устройства, швейные машины, фотоаппараты и др.), в к-рых большинство механич. узлов, выполняющих управляющие ф-ции, могут быть заменены на БИС или СБИС.

Проектирование самих И. с. стало осуществляться с помощью систем автоматич. проектирования (САПР), позволяющих формировать СБИС для конкретной задачи из базовых кристаллов, «библиотек» стандартных элементов, а также спец. сети внутр. связей. Кроме того, СБИС дают возможность создавать персональные ЭВМ. СБИС — одновременно и почти готовое вычислит. устройство, и элемент многопроцессорной ЭВМ, позволяющей достичь производительности в 10^{10}—10^{11} операций в 1 с и осуществлять моделирование физ. явлений.

Лит.: Дорфман В. Ф., Твердотельные интегральные структуры и их синтез, М., 1981; Мурога С., Системное проектирование сверхбольших интегральных схем, пер. с англ., т. 1—2, М., 1985; см. также *лит.* при ст. *Микроэлектроника*.

В. Ф. Дорфман.

ИНТЕГРАЛЬНОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ — преобразование вида

$$F(x) = \int_C K(x,\ t)\, f(t)\, dt,$$

где C — контур интегрирования в комплексной плоскости, $K(x, t)$ — ядро И. п., $f(t)$ и $F(x)$ — преобразуемая и трансформированная ф-ции. Нормы преобразуемой и трансформированной ф-ций связаны равенством Парсеваля (см. *Ортонормированная система векторов*). Ф-лы, восстанавливающие ф-цию $f(t)$ по заданной $F(x)$, наз. ф-лами обращения И. п. Наиб. употребительны и изучены интегральные преобразования спец. вида (*Лапласа преобразование*, *Меллина преобразование*, *Гильберта преобразование*, *Фурье преобразование* и др.), а также преобразования свёртки с ядром $K(x, t)=K(x-t)$. В многомерных И. п. фигурируют ф-ции векторного аргумента и кратный интеграл по связной области в пространстве аргументов (см. также *Радона преобразование*). Эти И. п. применяют в разл. задачах теоретич. и матем. физики, при решении линейных дифференц. ур-ний, нек-рых типов интегральных ур-ний.

Лит.: Диткин В. А., Прудников А. П., Интегральные преобразования и операционное исчисление, 2 изд., М., 1974; Бейтмен Г., Эрдейи А., Таблицы интегральных преобразований, пер. с англ., т. 1—2, М., 1969—70; Владимиров В. С., Обобщенные функции в математической физике, 2 изд., М., 1979. *С. В. Молодцов.*

ИНТЕГРА́ЛЬНОЕ УРАВНЕ́НИЕ — ур-ние, содержащее неизвестную ф-цию под знаком интеграла. Их принято разделять на две большие группы: линейные и нелинейные И. у.

Линейным И. у. наз. ур-ние вида

$$A(x)\varphi(x)-\int_D K(x, s)\varphi(s)\,ds=f(x),\ x\in D, \qquad (1)$$

где A, K, f — заданные ф-ции, φ — неизвестная ф-ция, D — область евклидова пространства. Ф-ция K наз. ядром И. у., ф-ция f — свободным членом. Интегрирование в (1) производится по всему объёму области D, ds — элемент объёма. Если свободный член $f=0$, то ур-ние (1) наз. однородным, в противном случае — неоднородным. Кроме того, И. у. различают по типу. Если $A(x)\equiv 0$ в области D, то ур-ние (1) наз. И. у. 1-го рода; если $A(x)\neq 0$ для всех точек области D,— И. у. 2-го рода; если $A(x)$ обращается в нуль на нек-ром подмножестве области D,— И. у. 3-го рода.

Аналогично записывают систему линейных И. у., когда A, K — матрицы-функции, а f и φ — вектор-функции. И. у. появились в нач. 19 в., общая теория построена в кон. 19 — нач. 20 вв. в работах В. Вольтерры (V. Volterra), Э. Фредгольма (E. Fredholm), Д. Гильберта (D. Hilbert) и Э. Шмидта (E. Schmidt).

В одномерном случае на отрезке $[a, b]$ И. у. 1-го и 2-го рода записывают в виде

$$\int_a^b K(x, s)\varphi(s)\,ds=f(x), \qquad (2)$$

$$\varphi(x)+\lambda\int_a^b K(x, s)\varphi(s)\,ds=f(x). \qquad (3)$$

Число λ наз. параметром И. у. Налагая дополнит. ограничения на известные ф-ции И. у., в частности на ядро K, выделяют класс *Фредгольма уравнений*. Напр., к ур-ниям Фредгольма приводит свойство квадратичной интегрируемости ядра, свободного члена и искомой ф-ции, т. е. $\int_a^b\int_a^b |K(x, s)|^2dxds<\infty$, $\int_a^b |f(x)|^2dx<\infty$, $\int_a^b |\varphi(x)|^2dx<\infty$. Комплексное значение параметра λ, при к-ром ур-ние (3) с нулевым свободным членом ($f=0$) имеет решение, наз. характеристическим или собственным числом (значением) ядра K или И. у. Ненулевое решение ур-ния (3) при $f=0$ наз. характеристической или собственной функцией ядра K или И. у., принадлежащей собств. числу λ. Если λ не является собств. значением ядра K, то его наз. правильным (регулярным) значением (числом) ядра K.

Если ядро $K(x, s)$ обращается в нуль при $x<s$ (т. н. ядро Вольтерры), то ур-ния (2), (3) перепишутся в виде

$$\int_a^x K(x, s)\varphi(s)\,ds=f(x),$$

$$\varphi(x)+\lambda\int_a^x K(x, s)\varphi(s)\,ds=f(x)$$

и наз. *Вольтерры уравнениями* 1-го и 2-го рода соответственно.

И. у. Фредгольма 2-го рода

$$\psi(x)+\lambda^*\int_a^b \tilde{K}(x, s)\psi(s)\,ds=g(x), \qquad (4)$$

где $\tilde{K}(x, s)=K^*(s, x)$ — эрмитово сопряжённое ядро, *означает комплексное сопряжение, наз. союзным к ур-нию (3). Для ур-ний Фредгольма с непрерывным ядром доказана совокупность теорем, дающих общие сведения о решениях. Из этих теорем следует, что множество собств. значений непрерывного ядра не более чем счётно и не имеет конечных предельных точек. (Непрерывные ядра Вольтерры вообще не имеют собств. чисел.) Кроме того, каждому собств. числу λ соответствует конечное число (наз. кратностью собств. значения) линейно независимых собств. ф-ций.

В терминах собств. чисел и собств. ф-ций результаты Фредгольма формулируют в след. форме. Пусть λ_k и $r_k\geqslant 1$ ($k=1, 2, \ldots$) — собств. числа и соответств. этим собств. числам кратности. Если $\lambda\neq\lambda_k$, то И. у. (3) и (4) однозначно разрешимы при любых свободных членах. Если $\lambda=\lambda_k$, то однородные И. у., соответствующие ур-ниям (3) и (4), имеют одинаковое (конечное) число r_k линейно независимых решений: собств. ф-ций φ_k, φ_{k+1}, …, φ_{k+r_k-1} ядра K и собств. ф-ций ψ_k, ψ_{k+1}, …, ψ_{k+r_k-1} ядра $\tilde{K}$, соответствующих собств. значениям λ_k и λ_k^*. Если $\lambda=\lambda_k$, то для разрешимости ур-ния (3) необходимо и достаточно, чтобы $(f, \psi_{k+i})=0$, $i=0, 1, \ldots, r_k-1$. При достаточно малых λ решение ур-ния Фредгольма можно найти методом последоват. приближений, решение записывают в виде ряда Неймана.

Результаты Фредгольма распространяются на И. у. с полярным ядром $K(x, s)=L(x, s)|x-s|^{-\alpha}$, где $L(x, s)$ — непрерывное ядро, $\alpha<1$.

Ядро $K(x, s)$ И. у. наз. вырожденным, если оно представимо в виде суммы: $K(x, s)=\sum_{n=1}^m a_n(x)b_n(s)$. В этом случае И. у. Фредгольма 2-го рода сводится к системе линейных алгебраич. ур-ний для m неизвестных.

Для И. у. с веществ. симметричным ядром $K(x, s)=K(s, x)$ справедлива теория Гильберта—Шмидта. При $f=0$ ур-ние (3) имеет, по крайней мере, одно собств. число, собств. числа действительны; каждая пара собств. ф-ций $\varphi_1(x)$ и $\varphi_2(x)$, соответствующих разл. собств. числам $\lambda_1\neq\lambda_2$, ортогональна, т. е. $\int_a^b \varphi_1(x)\varphi_2(x)dx=0$; ввиду действительности ядра можно выбирать и действит. собств. ф-ции; в каждом конечном интервале оси λ находится конечное число собств. чисел, каждому собств. числу λ_k соответствует конечное число r_k линейно независимых собств. ф-ций. Множество всех собств. чисел ур-ния (3) наз. спектром этого ур-ния.

Собств. ф-ции и собств. числа можно расположить в виде последовательностей $\lambda_1, \lambda_2, \ldots, \lambda_m, \ldots$; $\varphi_1, \varphi_2, \ldots, \varphi_m, \ldots$ в порядке возрастания абс. величины собств. чисел $|\lambda_k| \leqslant |\lambda_{k+1}|$. Собств. число λ_k повторяется в последовательности r_k раз, последовательность $\{\varphi_m\}$ можно выбрать ортонормированной. Ядро можно разложить по системе собств. ф-ций $\{\varphi_m\}$ ядра $K(x, s)$ в билинейный ряд

$$K(x, s) = \sum_{k=1}^{\infty} \lambda_k^{-1} \varphi_k(x) \varphi_k(s).$$

Для решения неоднородного ур-ния (3) имеются след. теоремы: если λ не совпадает ни с одним собств. числом ядра K, то ур-ние (3) имеет единств. решение φ, к-рое даётся ф-лой

$$\varphi(x) = f(x) + \lambda \sum_{k=1}^{\infty} (\lambda_k - \lambda)^{-1} f_k \varphi_k(x), \qquad (5)$$

где λ_k — собств. число, $f_k = \int_a^b f(s)\varphi_k(s)ds$ — коэф. Фурье ф-ции f относительно ортонормиров. системы собств. ф-ций $\{\varphi_m\}$; если же λ совпадает с одним из собств. чисел, напр. $\lambda = \lambda_k$, ранга r_k, то ур-ние (3) разрешимо лишь в том случае, если выполняются r_k условий:

$$f_m = \int_a^b f(s)\, \varphi_{m+k}(s)\, ds = 0, \quad m = 0, 1, \ldots, r_k - 1,$$

т. е. если ф-ция f ортогональна собств. ф-циям φ_m, принадлежащим собств. числу λ_k. В этом случае ур-ние (3) имеет бесконечно много решений, к-рые содержат r_k произвольных постоянных и выражаются ф-лой

$$\varphi(x) = f(x) + \lambda_k \sum_{j=1}^{\infty} (\lambda_j - \lambda_k)^{-1} f_j \psi_j + \sum_{i=0}^{r_k - 1} c_i \varphi_{i+k}(x), \qquad (6)$$

$\lambda_k \neq \lambda_j$, где $c_0, c_1, \ldots, c_{r_k - 1}$ — произвольные постоянные.

Для вырожд. ядер (не обязательно симметричных) $K(x, s) = \sum_{k=1}^{m} a_k(x) b_k(s)$, ряды (5), (6) содержат лишь конечное число членов. Ф-лы (5), (6) наз. формулами Шмидта.

Теорию Гильберта—Шмидта можно распространить с нек-рыми изменениями и на комплекснозначные ф-ции. Аналогом симметричного ядра становится эрмитово ядро $K(x, s) = K^*(s, x)$. Существует также обобщение этой теории на случай полярного ядра $K(x, s) = L(x, s)|x - s|^{-\alpha}$, где $L(x, s)$ — непрерывное ядро, $\alpha < 1$. *Краевые задачи* и задачи на собств. значения для эрмитовых дифференц. операторов сводятся к И. у. с симметричными ядрами. Поэтому теория Гильберта — Шмидта важна для квантовой механики, она позволяет исследовать спектры разл. операторов, используется в теории рассеяния, даёт возможность найти решения ур-ния Шрёдингера для нек-рых потенциалов.

При решении И. у., ядро к-рых зависит от разности аргументов (И. у. типа свёртки), эффективным оказывается применение *интегральных преобразований* (Фурье или Лапласа) и основанного на них *Винера—Хопфа метода*. Для И. у. вида $\varphi(x) - \int_0^{\infty} K(x/s)\varphi(s)s^{-1}ds = f(x)$ удобно применять *Меллина преобразование*. Во всех указанных случаях И. у. приводится к алгебраич. урнию, а решение фактически сводится к задаче обращения интегрального преобразования.

Для И. у. 1-го рода нет общей теории, однако в нек-рых частных случаях их решение может быть найдено, напр. ур-ния Вольтерры 1-го рода удаётся свести к ур-ниям Вольтерры 2-го рода.

Линейные И. у. с ядрами, не являющимися ядрами Фредгольма, наз. сингулярными интегральными уравнениями. В этом случае теория Гильберта—Шмидта, вообще говоря, не применима. Однако для нек-рых конкретных классов сингулярных ур-ний удаётся получить важные общие результаты (см., напр., *Гильберта преобразование*).

И. у., содержащие неизвестную ф-цию нелинейно, наз. нелинейными интегральными уравнениями. Для нек-рых типов нелинейных И. у. разработана достаточно полная теория. Исследовано ветвление решений нелинейных И. у.: найдена зависимость решения от параметров И. у., получены значения параметров, при к-рых решение разветвляется, найдено число ветвей и представление каждой ветви как ф-ции параметров. Важность И. у. для матем. физики определяется тем, что краевые задачи и задачи на собств. значения для дифференц. ур-ний можно свести при помощи *Грина функций* к И. у.

Лит.: Мусхелишвили Н. И., Сингулярные интегральные уравнения, 3 изд., М., 1968; Трикоми Ф., Интегральные уравнения, пер. с англ., М., 1960; Владимиров В. С., Уравнения математической физики, 5 изд., М., 1988; Интегральные уравнения, М., 1968; Вайнберг М. М., Треногин В. А., Теория ветвления решений нелинейных уравнений, М., 1969.

С. В. Молодцов.

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ФУНКЦИИ — неск. связанных между собой спец. ф-ций, родственных ф-ций второго рода $Q_0(z)$, определяемых с помощью интегралов от элементарных ф-ций (интегральные экспоненты, синус, косинус и логарифм, интегралы вероятности и Френеля). Впервые введены Л. Эйлером (L. Euler) в 1768. В общем виде И. ф. можно получить, рассматривая дифференц. ур-ние гипергеом. типа

$$\sigma(z)\, y'' + \tau(z)\, y' + \lambda y = 0, \qquad (1)$$

где $\sigma(z)$ и $\tau(z)$ — полиномы не выше 2-й и 1-й степени. При $\lambda = \lambda_n = -n\tau' - n(n-1)\sigma''/2$, $(n = 0, 1, \ldots)$ ур-ние (1) имеет решения в виде полиномов n-й степени:

$$y = y_n(z) = \frac{B_n}{\rho(z)} \frac{d^n}{dz^n} [\sigma^n(z)\, \rho(z)],$$

к-рые ортогональны с весом $\rho(z)$ на нек-ром интервале (a, b). Здесь B_n — нормировочная постоянная, ф-ция $\rho(z)$ удовлетворяет ур-нию $(\sigma\rho)' = \tau\rho$. Полиномы $y_n(z)$ сводятся к классич. *ортогональным полиномам* (полиномам Якоби, Лагерра и Эрмита).

Вторым линейно независимым решением ур-ния (1) при $\lambda = \lambda_n$ являются ф-ции 2-го рода

$$Q_n(z) = \frac{1}{\rho(z)} \int_a^b \frac{y_n(s)\, \rho(s)\, ds}{s - z} =$$

$$= y_n(z)\, Q_0(z)/B_0 + q_{n-1}(z)/\rho(z),$$

где

$$Q_0(z) = \frac{B_0}{\rho(z)} \int_a^b \frac{\rho(s)}{s - z} ds,$$

$$q_{n-1}(z) = \int_a^b \frac{y_n(s) - y_n(z)}{s - z} \rho(s)\, ds —$$

полином степени $n - 1$.

С ф-циями 2-го рода $Q_0(z)$ связаны И. ф. Ф-ция $Q_0(z)$ для полиномов Якоби сводится к неполной бета-функции $B_z(p, q)$, для полиномов Лагерра — к неполной гамма-функции $\Gamma(a, z)$, для полиномов Эрмита — к интегралу вероятности $\Phi(z)$.

Ф-ции $B_z(p,\ q)$, $\Gamma(a,\ z)$, $\Phi(z)$ определяются след. образом:

$$B_z(p,\ q)=\int_0^z t^{p-1}(1-t)^{q-1}\,dt,$$

$$\Gamma(a,\ z)=\int_z^\infty e^{-t}t^{a-1}\,dt,$$

$$\Phi(z)=\frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_0^z e^{-t^2}\,dt.$$

Неполную гамма-функцию $\Gamma(a,\ z)$ при $a=0,\ -1,\ -2,\ \ldots$, можно выразить через интегральные экспоненты

$$E_m(z)=\int_1^\infty t^{-m}e^{-zt}\,dt\quad(\mathrm{Re}\,z>0,\ m=0,\ 1,\ \ldots),$$

для к-рых справедливы рекуррентное соотношение и ф-ла дифференцирования:

$E_m(z)=[e^{-z}-zE_{m-1}(z)]/(m-1)$, $E_m'(z)=-E_{m-1}(z)$, разложение в ряд:

$$E_1(z)=-C-\ln z+\sum_{k=1}^\infty(-1)^{k-1}z^k/k!\,k$$

($C=0{,}5772$ — постоянная Эйлера) и асимптотич. представление:

$$E_m(z)\sim\frac{e^{-z}}{z}\sum_{k=0}^n\frac{(-1)^k}{z^k}\frac{\Gamma(m+k)}{\Gamma(m)},$$

где $\Gamma(n)$ — гамма-функция.

Наряду с $E_1(z)$ употребляются родственные ей интегральная показательная функция $Ei(z)$, связанная с $E_1(z)$ соотношением $E_1(z)=-Ei(-z)$, и ф-ции

$$\mathrm{Si}(z)=\int_0^z\frac{\sin s}{s}\,ds,\quad\mathrm{Ci}(z)=\int_\infty^z\frac{\cos s}{s}\,ds,$$

к-рые наз. интегральным синусом и интегральным косинусом. При $z>0$

$$\mathrm{Ci}(z)=[E_1(iz)+E_1(-iz)]/2,$$

$$\mathrm{Si}(z)=\pi/2+[E_1(iz)-E_1(-iz)]/2i,$$

справедливы разложения в степенные ряды:

$$\mathrm{Si}(z)=\sum_{k=0}^\infty\frac{(-1)^k\,z^{2k+1}}{(2k+1)!\,(2k+1)},\qquad(2)$$

$$\mathrm{Ci}(z)=C+\ln z+\sum_{k=1}^\infty\frac{(-1)^k\,z^{2k}}{(2k)!\,2k}\qquad(3)$$

и асимптотич. представления:

$$\mathrm{Si}(z)=\frac{\pi}{2}-\frac{\cos z}{z}P(z)-\frac{\sin z}{z}Q(z),$$

$$\mathrm{Ci}(z)=\frac{\sin z}{z}P(z)-\frac{\cos z}{z}Q(z),$$

где

$$P(z)\sim\sum_{k=0}^n\frac{(-1)^k(2k)!}{z^{2k}},\quad Q(z)\sim\sum_{k=0}^n\frac{(-1)^k(2k+1)!}{z^{2k+1}}.$$

Ряд (2) определяет интегральный синус как однозначную аналитич. ф-цию во всей комплексной плоскости z, а ряд (3) определяет интегральный косинус как однозначную аналитич. ф-цию в комплексной плоскости z с разрезом вдоль отрицат. действительной полуоси, причём $\mathrm{Ci}(x\pm i0)=\mathrm{Ci}(-x)\mp i\pi$.

Интегральный логарифм, определяемый для $z>0$ ф-лой

$$\mathrm{li}(z)=\int_0^z\frac{dt}{\ln t}$$

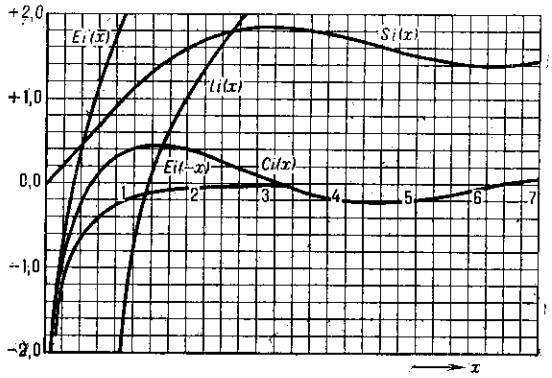
(при $z>1$ следует использовать гл. значение интеграла), связан с ф-цией $\mathrm{Ei}(z)$ соотношением

$$\mathrm{li}(z)=\mathrm{Ei}(\ln z).$$

Ряд

$$\mathrm{li}(z)=C+\ln(-\ln z)+\sum_{k=1}^\infty(\ln z)^k/k!\,k$$

определяет ф-цию $\mathrm{li}(z)$ как однозначную аналитич.



ф-цию в комплексной плоскости z с разрезом вдоль действит. оси для $z<0$ и $z>1$, причём

$$\mathrm{li}(x\pm i0)=\mathrm{li}(x)\mp i\pi,\quad x>1.$$

При $x\to0$ $\mathrm{li}(x)\sim x\ln^{-1}(x^{-1})$.

Интеграл вероятности (интеграл ошибок) $\Phi(z)$ можно разложить в степенной ряд:

$$\Phi(z)=\frac{2}{\sqrt{\pi}}\sum_{k=0}^\infty\frac{(-1)^k\,z^{2k+1}}{k!\,(2k+1)},$$

это целая ф-ция комплексной переменной z. Асимптотич. представление

$$\Phi(z)\sim1-\frac{e^{-z^2}}{z\sqrt{\pi}}\left[1+\sum_{k=1}^n(-1)^k\frac{1\cdot3\cdot\ldots\cdot(2k-1)}{2^k\,z^{2k}}\right]$$

справедливо при $z\to\infty$, $\mathrm{Re}\,z>0$. С интегралом вероятности тесно связаны *Френеля интегралы*

$$S(z)=\int_0^z dt\sin(\pi t^2/2),\quad C(z)=\int_0^z dt\cos(\pi t^2/2),$$

при $z>0$ имеем

$$C(z)\pm iS(z)=\frac{1\pm i}{2}\Phi\left(\frac{1\mp i}{2}z\sqrt{\pi}\right).$$

Графики функций $\mathrm{Ei}(x)$, $\mathrm{li}(x)$, $\mathrm{Si}(x)$, $\mathrm{Ci}(x)$ приведены на рис.

Лит.: Бейтмен Г., Эрдейи А., Высшие трансцендентные функции, пер. с англ., 2 изд., [т. 2], М., 1974; Никифоров А. Ф., Уваров В. Б., Специальные функции математической физики, 2 изд., М., 1984. *А. Ф. Никифоров.*

ИНТЕГРАЛЬНЫЙ ОПЕРАТОР — обобщение понятия матрицы на бесконечно-мерный случай. Матрица K_{ij} отображает векторы x_j из векторного пространства X в векторы $y_i=K_{ij}x_j$ пространства Y. Простейший линейный И. о. определяется равенством $y(t)=\int_S K(t,\ s)x(s)ds$, и отображает ф-ции $x(s)$ из функционального

пространства X (области определения) в ф-ции $y(t)$ из функционального пространства Y (область значений); ф ция $K(t, s)$ наз. ядром И. о. Чаще всего рассматривают И. о. на функциональных пространствах $C(S)$ (непрерывных на замкнутом множестве S ф-ций) и $L^p(S)$ (интегрируемых на S со степенью p ф-ций).

Среди И. о. наиб. изучены (вполне непрерывные) фредгольмовы операторы. Ядро K при этом наз. фредгольмовым ядром. Напр., для И. о., действующего в $C(S)$, ядро K фредгольмово, если ф-ция $K(t, s)$ непрерывна в квадрате $S\times S$. Для И. о. в $L^2(S)$ ядро фредгольмово, если выполнено неравенство:

$$\int_S \int_S |K(t, s)|^2\, dt\, ds < \infty.$$

Важным частным случаем фредгольмова оператора является оператор Гильберта — Шмидта (см. *Интегральное уравнение*). Встречаются И. о. с полярным ядром (со слабой особенностью):

$$K(t, s) = B(t, s)\,|t-s|^{-m}, \quad 0 < m < n,$$

где $|t-s|$ — расстояние между точками s и t n-мерного пространства. Для ф-ций из $C(S)$ И. о. с полярным ядром будет фредгольмовым, если ф-ция $B(t, s)$ непрерывна на $S\times S$; если $B(t, s)$ ограничена всюду в квадрате $S\times S$ и

$$\int_S \int_S |B(s, t)|^2\, ds\, dt < \infty,$$

то И. о. с полярным ядром фредгольмов на $L^2(S)$.

В матем. физике применяют разл. типы И. о., возникающих при *интегральных преобразованиях*.

Лит.: Владимиров В. С., Уравнения математической физики, 5 изд., М., 1988; Интегральные уравнения, М., 1968; Рихтмайер Р., Принципы современной математической физики, пер. с англ., М., 1982. *С. В. Молодцов.*

ИНТЕГРИРУЮЩАЯ ЦЕПЬ — электрическая цепь, в к-рой выходное напряжение $U_{вых}(t)$ (или ток) пропорционально интегралу по времени от входного напряжения $U_{вх}(t)$ (или тока):

$$U_{вых}(t) = K\int U_{вх}(t)\, dt.$$

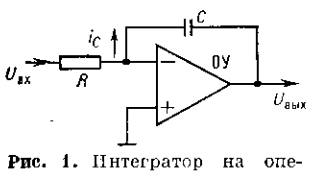


Рис. 1. Интегратор на операционном усилителе.

В основе действия И. ц. лежит накопление заряда на конденсаторе с ёмкостью C под действием приложенного тока $i_C\,(U_C = {}^1\!/_C \int i_C dt)$ или накопление магн. потока в катушке с индуктивностью L под действием приложенного напряжения $U_L\,(i_L = {}^1\!/_L \int U_L dt)$. Преимущественно используются И. ц. с конденсатором.

С наиб. точностью указанный принцип реализуется в интеграторе на операц. усилителе (ОУ) (рис. 1). Для идеального ОУ разность напряжений между его входами и входные токи равны нулю, поэтому ток, протекающий через сопротивление R, равен току заряда

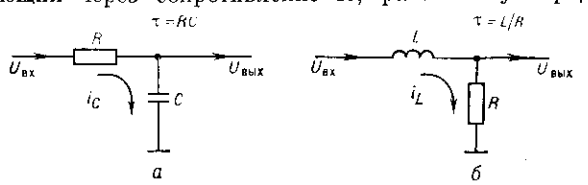


Рис. 2. Интегрирующие цепи: *а* — *RC*; *б* — *RL*.

конденсатора C, а напряжение в точке их соединения равно нулю. В результате

$$U_{вых} = -U_C = -\frac{1}{RC}\int U_{вх}(t)\, dt.$$

Произведение $RC = \tau$, характеризующее скорость заряда конденсатора, наз. постоянной времени И. ц.

Широко используется простейшая RC-И. ц. (рис. 2, *а*). В этой схеме ток заряда конденсатора определяется разностью входного и выходного напряжений $[i_C = (U_{вх} - U_{вых})/R]$, поэтому интегрирование входного напряжения выполняется приближённо и тем точнее, чем меньше выходное напряжение по сравнению с входным. Последнее условие выполняется, если постоянная времени τ много больше интервала времени, по к-рому происходит интегрирование. Для правильного интегрирования импульсного входного сигнала необходимо, чтобы τ была много больше длительности импульса T (рис. 3). Аналогичными свойствами обладает RL-И. ц., показанная на рис. 2, *б*, для к-рой постоянная времени равна L/R.

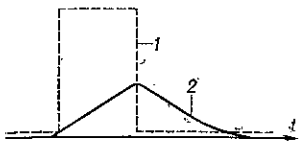


Рис. 3. *1* — входной прямоугольный импульс; *2* — выходное напряжение интегрирующей цепи при $\tau \gg T$.

И. ц. применяются для преобразования импульсов, модулированных по длительности, в импульсы, модулированные по амплитуде, для удлинения импульсов, получения пилообразного напряжения, выделения низкочастотных составляющих сигнала и т. п. И. ц. на операц. усилителях применяются в устройствах автоматики и аналоговых ЭВМ для реализации операции интегрирования.

Лит.: Титце У., Шенк К., Полупроводниковая схемотехника, пер. с нем., М., 1982. *А. В. Степанов.*

ИНТЕГРО-ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ УРАВНЕНИЕ — ур-ние, содержащее неизвестную ф-цию под знаками операций дифференцирования и интегрирования.

И.-д. у. возникают в задачах матем. физики, когда поведение моделируемой системы существенно определяется предыдущими состояниями системы (т. н. явления последствия, гистерезиса и т. п.). И.-д. у. встречаются, напр., при изучении явлений переноса энергии и диффузии нейтронов, в теории щелевых антенн, в задачах гидродинамич. теории смазки.

Впервые И.-д. у., по-видимому, появились в исследованиях В. Вольтерры в 1913.

В зависимости от вида дифференц. операций различают обыкновенные И.-д. у. и И.-д. у. в частных производных (напр., кинетич. ур-ние Больцмана, ур-ние Колмогорова — Феллера).

В ряде случаев И.-д. у. можно свести к *интегральным уравнениям*, но часто при изучении И.-д. у. возникают специфич. явления, не свойственные дифференц. и интегральным ур-ниям.

Лит.: Филатов А. Н., Асимптотические методы в теории дифференциальных и интегро-дифференциальных уравнений, Таш., 1974; Вольтерра В., Теория функционалов, интегральных и интегро-дифференциальных уравнений, пер. с англ., М., 1982. *С. В. Молодцов.*

ИНТЕНСИВНОСТЬ ДЕФОРМАЦИИ — величина, определяющая изменение угла между волокнами, одинаково наклонёнными к гл. осям деформации в точке (октаэдрич. сдвиг). Через компоненты тензора малой *деформации* ε_{ij} И. д. $\varepsilon_и$ выражается ф-лой

$$\varepsilon_и = (\sqrt{2}/3)\,[(\varepsilon_{11}-\varepsilon_{22})^2 + (\varepsilon_{22}-\varepsilon_{33})^2 + (\varepsilon_{33}-\varepsilon_{11})^2 + 6\,(\varepsilon_{12}^2 + \varepsilon_{23}^2 + \varepsilon_{31}^2)]^{1/2}.$$

Понятие И. д. используется в *пластичности теории*.

ИНТЕНСИВНОСТЬ ЗВУКА (сила звука) — средняя по времени энергия, переносимая звуковой волной через единичную площадку, перпендикулярную к направлению распространения волны, в единицу времени. Для периодич. звука усреднение производится либо за промежуток времени, больший по сравнению с периодом, либо за целое число периодов.

Для плоской синусоидальной бегущей волны И. з. $I = pv/2 = p^2/2\rho c = v^2\rho c/2$, где p — амплитуда *звукового давления*, v — амплитуда колебат. скорости частиц, ρ — плотность среды, c — скорость звука в ней. В сферич. бегущей волне И. з. обратно пропорц. квадрату

расстояния от источника. В стоячей волне $I=0$, т. е. потока звуковой энергии в среднем нет. И. з. в гармонич. плоской бегущей волне равна плотности энергии звуковой волны, умноженной на скорость звука.

Для излучателей, создающих плоскую волну, говорят об интенсивности излучения, понимая под этим удельную мощность излучателя, т. е. излучаемую мощность звука, отнесённую к единице площади излучающей поверхности.

И. з. в системе единиц СИ измеряется в Вт/м², а в системе единиц СГС — в эрг/с·см²$=10^{-3}$ Вт/м². И. з. оценивается также уровнем интенсивности по шкале децибел; число децибел $N=10\lg(I/I_0)$, где I — интенсивность данного звука, $I_0=10^{-12}$ Вт/м².

В. А. Красильников.

ИНТЕНСИ́ВНОСТЬ ИЗЛУЧЕ́НИЯ — энергетич. характеристика эл.-магн. излучения, распространяющегося в заданном направлении, пропорциональная квадрату амплитуды колебаний. Мерой интенсивности служит *Пойнтинга вектор*, определённый для средних значений по небольшим, но конечным интервалам пространства и времени и характеризующий поверхностную плотность потока энергии, проходящего в единицу времени через единичную площадку, перпендикулярную к направлениям электрич. и магн. векторов. Для излучения с данным спектральным распределением И. и.

$$I=\int_0^\infty I_\nu\,d\nu=\int_0^\infty I_\lambda\,d\lambda,$$

где I_ν или I_λ — спектральная И. и., рассчитанная на единицу интервала частот ν или длин волн λ соответственно. Для излучения, заполняющего нек-рый объём, в общем случае И. и. зависит от направления распространения и времени, в случае *излучения равновесного* (изотропного и стационарного) И. и. одинакова во всех направлениях и не зависит от времени. Понятие И. и. применяется в теории равновесного излучения, в теории *переноса излучения*. В *фотометрии* понятие И. и. оптического эквивалентно понятиям облучённости, освещённости и поверхностной плотности мощности излучения. Понятие И. и. используется также в тех случаях, когда конкретное пространственное или спектральное распределение излучения неизвестно или не считают нужным его уточнять, а хотят лишь подчеркнуть большее или меньшее абс. значение физ. эффекта, производимого излучением.

М. А. Ельяшевич, М. А. Бухштаб.

ИНТЕНСИ́ВНОСТЬ НАПРЯЖЕ́НИЙ — величина, определяющая касательное напряжение на элементарной площадке, одинаково наклонённой к гл. осям напряжений в точке (октаэдрич. касательное напряжение). И. н. $\sigma_и$ выражается через компоненты тензора напряжений σ_{ij} ф-лой:

$$\sigma_и=(1/\sqrt{2})\,[(\sigma_{11}-\sigma_{22})^2+(\sigma_{22}-\sigma_{33})^2+(\sigma_{33}-\sigma_{11})^2+$$
$$+6\,(\sigma_{12}^2+\sigma_{23}^2+\sigma_{31}^2)]^{1/2}.$$

Понятие И. н. используется в *пластичности теории* и при определении предела прочности материала.

ИНТЕНСИ́ВНОСТЬ СКОРОСТЕ́Й ДЕФОРМА́ЦИИ — определяется через компоненты скорости *деформации* v_{ij} ф-лой

$$v_и=(\sqrt{2}/3)\,[(v_{11}-v_{22})^2+(v_{22}-v_{33})^2+(v_{33}-v_{11})^2+$$
$$+6\,(v_{12}^2+v_{23}^2+v_{31}^2)]^{1/2}.$$

Величина $s=\int_0^t v_и\,dt$ наз. длиной дуги траектории деформации. По значению s определяется предельная деформация, предшествующая началу разрушения, напр. при обработке металлов давлением.

ИНТЕНСИ́ВНОСТЬ СПЕКТРА́ЛЬНОЙ ЛИ́НИИ — мощность эл.-магн. излучения, спонтанно испускаемого, поглощаемого или вынужденно испускаемого единицей объёма вещества. Интенсивности линий, возникающих при *квантовых переходах* с уровня энергии $\mathcal{E}_i$ на уровень $\mathcal{E}_k$ (при поглощении — при обратном переходе), определяются *Эйнштейна коэффициентами* A_{ik}, B_{ki} и B_{ik} для соответствующих переходов и населённостью n нач. уровней энергии, а также пропорциональны энергиям фотонов $h\nu$ ($\nu=\nu_{ik}$ — частота перехода). И. с. л. при спонтанном $I_{ik}^{(сп)}$ и вынужденном $I_{ik}^{(вын)}$ испускании и при поглощении $I_{ki}^{(погл)}$ равны

$$I_{ik}^{(сп)}=h\nu A_{ik}n_i;\quad I_{ik}^{(вын)}=h\nu B_{ik}n_i u(\nu);$$
$$I_{ki}^{(погл)}=h\nu B_{ki}n_k u(\nu), \qquad (1)$$

где $u(\nu)$ — спектральная плотность излучения. Населённости уровней, а следовательно и И. с. л., существенно зависят от тех условий, в к-рых находится излучающая среда, т. е. от темп-ры, плотности, наличия источников возбуждения и тушения.

В спектроскопич. методах анализа часто измеряют относит. интенсивность I_{ik}/I_{jl} двух к.-л. линий. Для спонтанных переходов в условиях термодинамического равновесия

$$\frac{I_{ik}}{I_{jl}}=\frac{g_i}{g_j}\cdot\frac{A_{ik}}{A_{jl}}\cdot\frac{\nu_{ik}}{\nu_{jl}}\,e^{-h\nu_{ij}/kT}, \qquad (2)$$

где g_i и g_j — статистич. веса уровней $\mathcal{E}_i$ и $\mathcal{E}_j$; T — абс. темп-ра. Т. о., относит. И. с. л. зависит только от атомных характеристик и темп-ры.

И. с. л. поглощения, измеряемая на опыте, всегда меньше $I_{ki}^{(погл)}$, т. к. одновременно с поглощением происходит вынужденное испускание. В результате обоих вынужденных переходов реально наблюдается разность $I_{ki}^{(погл)}$ и $I_{ik}^{(вын)}$, к-рая равна $I_{ki}^{(погл)}(1-n_ig_k/n_kg_i)$.

И. с. л. является одной из осн. эксперим. характеристик вещества и применяется в *спектроскопии* и *спектральном анализе*. Важную информацию о состоянии вещества можно извлечь измерением распределения интенсивности внутри спектральной линии (см. *Контур спектральной линии*).

Лит.: Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976; Ельяшевич М. А., Атомная и молекулярная спектроскопия, М., 1962.

Л. П. Пресняков.

ИНТЕРВА́Л четырёхмерный (интервал) в теории относительности — величина, характеризующая связь между пространств. расстоянием и промежутком времени, разделяющим два события. С матем. точки зрения И. есть «расстояние» между двумя событиями в четырёхмерном пространстве-времени.

В спец. (частной) теории относительности квадрат И. (s_{AB}) между двумя событиями A и B равен

$$s_{AB}^2=c^2\,(\Delta t)^2-(\Delta r)^2,$$

где Δt и Δr — соответственно промежуток времени и пространств. расстояние между этими событиями. И. между событиями остаётся неизменным при переходе от одной *инерциальной системы отсчёта* к другой, т. е. инвариантен относительно *Лоренца преобразований* (тогда как Δr и Δt зависят от выбора системы отсчёта). Если $s_{AB}^2>0$, И. наз. времениподобным; в этом случае существует система отсчёта, в к-рой события происходят в одной пространств. точке ($\Delta r=0$) и $s_{AB}=c\Delta t$, т. е. И. равен промежутку времени между событиями в этой системе, умноженному на скорость света. Если $s_{AB}^2<0$, то И. наз. пространственноподобным; в этом случае существует система отсчёта, в к-рой события происходят одновременно ($\Delta t=0$) и расстояние между ними $\Delta r=is_{AB}$. При $s_{AB}=0$ И. наз. нулевым; в этом случае $\Delta r=c\Delta t$ всегда, т. е. события в любой системе отсчёта могут быть связаны световым сигналом (см. *Относительности теория*).

В общей теории относительности, рассматривающей пространство-время при наличии тяготения, всё сказанное об И. справедливо для бесконечно близких событий (см. *Тяготение*).

И. Д. Новиков.

ИНТЕРВАЛЬНОЕ ОЦЕ́НИВАНИЕ — способ получения оценки для неизвестного значения скалярного параметра с помощью интервала его допустимых значений и определения вероятности того, что в этом интервале находится истинное значение параметра. На практике для получения интервальной оценки параметра θ обычно заранее выбирается число p, такое, что $0<p<1$, и находятся два других числа, зависящих от результатов наблюдений $\theta_1(\hat{\theta})$ и $\theta_2(\hat{\theta})$ таких, что вероятность нахождения θ в интервале (θ_1, θ_2) равна p:

$$P[\theta_1(\hat{\theta}) \leqslant \theta \leqslant \theta_2(\hat{\theta})] = p.$$

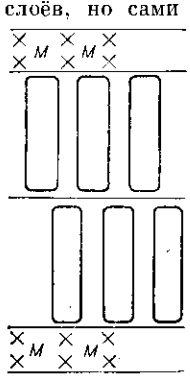
В этом случае интервал (θ_1, θ_2) наз. $100 \cdot p$-процентным *доверительным интервалом*. Вероятность того, что доверительный интервал содержит истинное значение параметра θ, равная p, наз. коэф. доверия; величины $\theta_1(\hat{\theta})$ и $\theta_2(\hat{\theta})$ наз. соответственно ниж. и верх. доверительными границами для параметра θ.

В эксперим. физике И. о. применяется как альтернатива точечному оцениванию параметра и его ошибки, т. е. доверительный интервал для θ соответствует ошибке параметра θ.

Лит.: Статистические методы в экспериментальной физике, пер. с англ., М., 1976.

С. В. Клименко.

ИНТЕРКАЛИ́РОВАННЫЕ СОЕДИНЕ́НИЯ (от лат. intercalarius — вставной, добавочный). В ряде кристаллич. структур есть прочная связь атомов внутри слоёв, но сами слои связаны более слабыми силами, напр. ван-дер-ваальсовыми. В такие слоистые кристаллы можно ввести дополнит. атомы или молекулы, к-рые раздвигают слои исходного кристалла. В результате образуются структуры, состоящие из чередующихся исходных слоёв и новых слоёв введённых атомов или молекул. Их наз. И. с., а сам процесс введения дополнит. групп — интеркалированием.



И. с. получены впервые на основе кристаллов дихалькогенидов переходных металлов MX_2. Эти кристаллы состоят из слоёв, каждый из к-рых представляет сандвич из двух слоёв халькогенов X (S, Se) со слоем металлич. атомов M между ними (Ta, Mo и т. п.). Атомы металла и халькогена в сандвиче удерживаются сильной, преим. ковалентной связью, но между собой слои MX_2 соединены ван-дер-ваальсовыми силами. Слоистые кристаллы удаётся интеркалировать металлами, водородом, молекулами типа NH_3 и большими органич. молекулами [1]. В последнем случае слои раздвигаются на большие расстояния, и, напр., в соединении TaS_2 $(октадециламин)_{1/3}$ это расстояние достигает 56 Å, в то время как в исходном кристалле оно ≈ 3 Å (рис.).

Др. семейство И. с. получено на основе графита [2]. Связь слоёв в кристалле графита слаба, и его удаётся интеркалировать металлами. Степень интеркалирования легко контролируема, получены соединения типа C_nA, в к-рых слои графита разделены слоем интеркалянта A.

И. с. представляют интерес для физики твёрдого тела и техн. применений с разных точек зрения. Связь введённых атомов или молекул с исходными слоями образуется за счёт полного или частичного перехода электронов с интеркалянта на слои исходного материала или в пространство между ними. Поэтому И. с. обладает электронными свойствами, отличающимися от свойств исходных материалов. Так, кристаллы MoS_2, являющиеся полупроводниками, после их интеркалирования атомами щелочных металлов превращаются в *сверхпроводники* (с критич. темп-рами ~ 6 К). Графит относится к *полуметаллам*, его интеркалирование атомами щелочных металлов также даёт сверхпроводники, хотя ни графит, ни щелочные металлы сверхпроводимостью не обладают. Интеркалирование графита органич. молекулами приводит к возникновению в слоях графита концентрации носителей заряда, типичной для металлов. Кроме того, присутствие легко поляризующихся интеркалянтов может существенно изменять свойства металлич. слоёв и способствовать повышению темп-ры сверхпроводящего перехода [3].

«Раздвижка» металлич. слоёв атомами или молекулами приводит к сильной анизотропии электронных свойств. В частности, анизотропия проводимости возрастает более чем в 10^3 раз. *Сверхпроводимость* интеркалированных дихалькогенидов переходных металлов приближается к квазидвумерной (см. *Квазидвумерные соединения*), а взаимодействие слоёв — к джозефсоновскому [3, 4, 5] (см. *Джозефсона эффект*).

В И. с. в одном кристалле удаётся совместить свойства исходного материала и интеркалянтов. Так, при интеркалировании TaS_2 атомами Fe или Mn получаются системы, к-рые являются одновременно сверхпроводниками и магнетиками. Интеркалирование — эфф. метод конструирования новых проводящих материалов.

Процесс интеркалирования может быть электрохим. и обратимым, что позволяет использовать его для создания новых типов твердотельных аккумуляторов. Соединение TiS_2, интеркалированное Li, оказалось удобным для получения лёгких и энергоёмких аккумуляторов.

Лит.: 1) Gamble F. R. и др., Superconductivity in layered structure organometallic crystals, «Science», 1970, v. 168, p. 568; 2) Proc. Int. Conf. on Layered Materials and Inter-Calates, Nijmegen, 1979, «Physica B+C. B», 1980, v. 99, № 1—4; 3) Proc. Yamada Conf. IV Physics and Chemistry of Layered Materials, Sendai, 1980, «Physica B+C. B», 1981, v. 105; 4) Проблема высокотемпературной сверхпроводимости, под ред. В. Л. Гинзбурга и Д. А. Киржница, М., 1977; 5) Coleman R. V. и др., Dimensional crossover in the superconducting intercalated layer compound 2H-T_2S_2, «Phys. Rev.», 1983, v. B 27, p. 125.

Л. Н. Булаевский.

ИНТЕРКОМБИНАЦИО́ННЫЕ КВАНТО́ВЫЕ ПЕРЕХО́ДЫ в атомных системах — *квантовые переходы* между состояниями системы, сопровождающиеся изменением её полного спина S ($\Delta S \neq 0$). К И. к. п. относятся также переходы между уровнями энергии с разной *мультиплетностью*. Различают радиац. И. к. п., сопровождающиеся испусканием фотона, и столкновит. И. к. п., вызываемые столкновениями с электронами.

В приближении L—S-связи (см. *Связь векторная*) радиац. И. к. п. запрещены *отбора правилами*. Запрет снимается магн. взаимодействиями, причём осн. роль в снятии запрета играет *спин-орбитальное взаимодействие*. Для атомов и ионов небольшой кратности спин-орбитальное взаимодействие мало по сравнению с эл.-статич. взаимодействием ($\sim \alpha^2$, где $\alpha = 1/137$ — *тонкой структуры постоянная*), и соответственно, вероятности радиац. И. к. п. много меньше вероятностей обычных разрешённых переходов. С ростом заряда ядра или кратности иона вероятности радиац. И. к. п. быстро растут. Отношение r_0 вероятностей радиац. И. к. п. и резонансного перехода зависит от заряда ядра Z. Ниже приведены значения r_0 для переходов $n_0s^2\,{}^1S_0 \leftarrow n_0sn_0p^3P_1$ и $n_0s^2\,{}^1S_0 \leftarrow n_0sn_0p^1P_1$ в атомах нек-рых щелочноземельных элементов и для переходов $1s^2\,{}^1S_0 \leftarrow 1s2p^3P_1$ и $1s^2\,{}^1S_0 \leftarrow 1s2p^1P_1$ в гелиоподобных ионах:

Элемент Z	Mg 12		Ca 20	Cd 48	Ba 56	Hg 80
r_0	$2{,}1 \cdot 10^{-6}$		$3{,}0 \times 10^{-5}$	$1{,}5 \times 10^{-3}$	$6{,}2 \times 10^{-3}$	$2{,}1 \times 10^{-2}$
Ион Z	He 2	C^{4+} 6	O^{6+} 8	Mg^{10+} 12	Si^{12+} 14	Fe^{24+} 26
r_0	10^{-7}	$3 \cdot 10^{-5}$	$1{,}7 \times 10^{-4}$	$1{,}7 \times 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-3}$	$9{,}1 \times 10^{-2}$

В интервале $Z = 4 \div 26$ значение $r_0 \sim (Z-1)^{4{,}8 \div 4{,}9}$.

Столкновит. И. к. п. происходят за счёт обменного взаимодействия и приводят к изменению полного спина системы на единицу ($|\Delta S|=1$). В отличие от радиационных И. к. п., выражения для сечений столкновит. И. к. п. $\sigma(|\Delta S|=1)$ не содержат малого параметра, но, как правило, сечения $\sigma(|\Delta S|=1)<\sigma(|\Delta S|=0)$. Характерная особенность столкновит. И. к. п.— быстрое убывание их сечений при энергиях внеш. электрона много больших характерных для атомного электрона значений: $\sigma(|\Delta S|=1)\sim\mathcal{E}^{-3}$, в то время как $\sigma(|\Delta S|=0)\sim\mathcal{E}^{-1}$.

Отношение ξ интенсивностей интеркомбинационной и разрешённой спектральных линий используется для измерения электронной плотности в астрофиз. и лаб. плазме (см. *Диагностика плазмы*). При малой плотности плазмы ξ пропорционально отношению скоростей возбуждения, т. е. $\xi\sim1$, при большой плотности ξ определяется отношением вероятностей переходов и соответственно $\xi\ll1$. Характерный масштаб плотности при этом $A/\varkappa$, где A — вероятность И. к. п., $\varkappa$ — скорость перехода с уровня ^3P вследствие столкновений с заряж. частицами.

Лит.: Собельман И. И., Введение в теорию атомных спектров, [2 изд.], М., 1977; Вайнштейн Л. А., Собельман И. И., Юков Е. А., Возбуждение атомов и уширение спектральных линий, М., 1979; Пресняков Л. П., Шевелько В. П., Янев Р. К., Элементарные процессы с участием многозарядных ионов, М., 1986.

И. Л. Бейгман.

ИНТЕРМЕТАЛЛИ́ЧЕСКИЕ СОЕДИНЕ́НИЯ (металлические соединения, металлиды) — в узком смысле кристаллы, представляющие собой соединения металлов друг с другом; в широком смысле двух- или многокомпонентные кристаллы, электронное строение к-рых имеет характерные признаки *металла* (или *полупроводника*). Кристаллич. структуры И. с. отличаются от структуры отд. компонент.

И. с. формируются из жидких, жидкой и твёрдой, твёрдых фаз, а также из неупорядоченного *твёрдого раствора*. В последнем случае они наз. фазами Курнакова. Кристаллич. структура И. с. устойчива в огранич. областях изменения состава, темп-ры

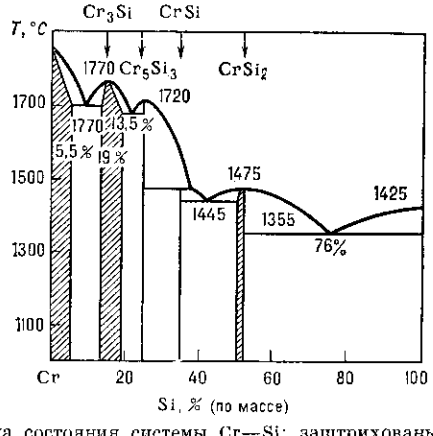


Диаграмма состояния системы Cr—Si; заштрихованы концентрационные области гомогенности.

и давления (области гомогенности). Напр., диаграмма состояния системы Cr—Si (рис.) иллюстрирует образование И. с.: Cr_3Si, Cr_5Si_3, CrSi, $CrSi_2$, причём первое и последнее из них отличаются протяжёнными концентрац. областями гомогенности. В И. с. существуют равновесные точечные *дефекты* типа атомов замещения, внедрения или вакансий, концентрация к-рых больше, чем в однокомпонентных кристаллах. В нек-рых И. с., напр. VH_{1-x}, TiC_{1-x}, $Ni_{1-x}Al$, α—$Fe_{1-x}Si_2$, концентрация вакансий достигает десятков % от числа узлов решётки.

По атомно-кристаллич. и электронному строению различают след. классы И. с.: электронные соединения (фазы Юм—Розери), фазы Лавеса (Cu_2Mg, $MgZn_2$, $MgNi_2$), фазы внедрения (гидриды, карбиды, нитриды металлов), И. с. переходных *d*-металлов друг с другом (σ-фазы), И. с. *d*- и *f*-металлов с непереходными элементами и др. Электронными соединениями являются, напр., фазы системы Cu—Zn: CuZn (β-фаза), Cu_5Zn_3 (γ-фаза), $CuZn_3$ (ε-фаза). Их кристаллич. структура и состав определяются гл. обр. электронной концентрацией, к-рая для перечисленных И. с. близка к $^3/_2$, $^{21}/_{13}$, $^7/_4$ (отношение числа валентных электронов к числу атомов). Эти значения соответствуют размерам *ферми-поверхности*, при к-рых она касается границ первой *Бриллюэна зоны* для соответствующих кристаллич. структур. Для электронного строения таких И. с. характерно расположение уровня Ферми в энергетич. зоне, образованной *s* состояниями (зона *s*-типа), и приблизительная сферичность поверхности Ферми.

Фазы Лавеса характеризуются плотными упаковками с чередованием шаровых слоёв, напр. *ABCABC*, *ABABAB* и *ABACABAC*. Идеальное отношение атомных диаметров 1,225 (у большинства соединений 1,1—1,6). Области гомогенности фаз Лавеса незначительны.

Фазы внедрения имеют простые структуры (объёмно центрированная кубич., гранецентрированная и др.), образуются из компонентов, для к-рых отношение атомных диаметров меньше 0,59. Области гомогенности обычно широкие за счёт того, что часть междоузлий матрицы может оставаться незанятой атомами компонента с меньшим атомным диаметром. Для электронного строения карбидов и нитридов переходных металлов характерно формирование энергетич. подзон из *s* и *p*-состояний, генетически связанных с атомами C и N, в низкоэнергетич. части электронного спектра и расположение уровня Ферми в области *d*-состояний переходного металла. Межатомное взаимодействие сильное.

В И. с. *d*- и *f*-металлов с непереходными элементами (B, Al, Ga, Si, Ge и др.) межатомное взаимодействие также велико. Т. к. атомы переходных металлов имеют ближайшими соседями атомы непереходных элементов, то часть *d*-, *f*-состояний остаётся не вовлечённой в межатомные связи и формирует узкие подзоны в высокоэнергетич. части электронного спектра. Степень заполнения таких подзон электронами определяет плотность состояний на уровне Ферми и физические свойства И. с.

Разнообразие свойств И. с. обеспечивает их практич. использование. Среди И. с. есть *сверхпроводники* (V_3Si, Nb_3Ge, Nb_3Sn и др.), *полупроводники* и *полуметаллы* (GaAs, HgTe, $CrSi_2$, CoB, Mg_2Sn и др.), *ферромагнетики* (SmCo, CoPt и др.), кристаллы с высокими термоэмиссионными свойствами (LaB_6). Нек-рые И. с. обладают высокой твёрдостью (WC, TiB_2, TiC), жаростойкостью ($MoSi_2$, TiB_2), а TaC — высокой темп-рой плавления.

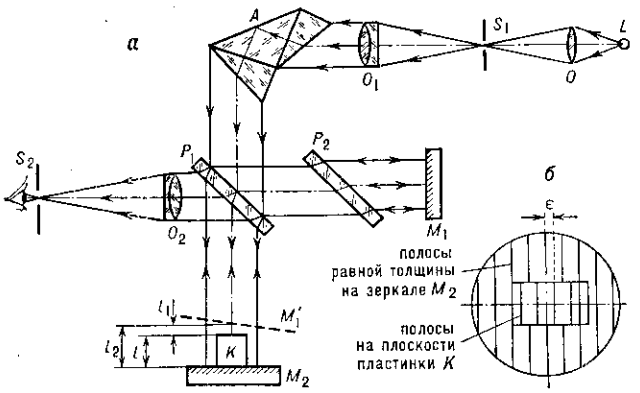
Лит.: Гельд П. В., Сидоренко Ф. А., Силициды переходных металлов четвертого периода, М., 1971; Мелихов В. Д., Пресняков А. А., Строение и свойства электронных фаз, А.-А., 1973; Тейлор К., Интерметаллические соединения редкоземельных металлов, пер. с англ., М., 1974; Кripякевич П. И., Структурные типы интерметаллических соединений, М., 1977; Андриевский Р. А., Уманский Я. С., Фазы внедрения, М., 1977; Гладышевский Е. И., Бодак О. И., Кристаллохимия интерметаллических соединений редкоземельных металлов, Львов, 1982; Кузьма Ю. Б., Кристаллохимия боридов, Львов, 1983; Свойства, получение и применение тугоплавких соединений. Справочник, под ред. Т. Я. Косолаповой, М., 1986.

П. В. Гельд, Ф. А. Сидоренко.

ИНТЕРФЕРЕНЦИО́ННЫЙ КОМПАРА́ТОР — *интерферометр* для абс. измерений длин концевых мер (измерит. плиток) сравнением (компарированием) их с длиной волны света λ, а также для относит. измерений длин двух концевых мер.

Наиб. часто в качестве И. к. применяется интерферометр Кёрстерса, к-рый представляет собой сочетание *интерферометра Майкельсона* и призменного *монохроматора* (рис., *а*). Свет от источника линейчатого спектра *L* (гелиевой, криптоновой или кадмиевой разрядной трубки) направляется конденсатором *O* на горизон-

тальную щель S_1 входного коллиматора. Призма A (обычно призма Аббе) разлагает в спектр параллельный пучок лучей, падающий на неё из объектива O_1, и направляет его на разделит. пластинку P_1 интерферометра. На поверхность зеркала M_2 интерферометра (в центре его) притирают измерит. концевую меру K, чтобы середина её совпадала с осью прибора. Зеркало M_1 ориентируют так, чтобы его мнимое изображение M_1' образовало небольшой воздушный клин с зеркалом M_2. В результате интерференции лучей, отражённых от M_1, от



плоскости концевой меры K и от свободной поверхности зеркала M_2, образуются 2 системы интерференционных *полос равной толщины*, к-рые наблюдаются через горизонтальную щель S_2 выходного коллиматора (рис., *б*). Поворачивая призму A, совмещают щель S_2 с разл. монохроматич. изображениями щели S_1 и наблюдают интерференционные картины в разл. длинах волн. Если расстояния вдоль оси прибора от M_1' до M_2 и K есть l_2 и l_1 соответственно (рис., *а*), то разности фаз в двух системах полос на оси прибора равны $2l_2=(m_2+\varepsilon_2)\lambda$ и $2l_1=(m_1+\varepsilon_1)\lambda$, где m_1 и m_2 — целые числа, а ε_1 и ε_2 — правильные дроби. Толщина концевой меры равна $l=l_2-l_1=(m+\varepsilon)\lambda/2$, где $m=m_2-m_1$ и $\varepsilon=\varepsilon_2-\varepsilon_1$. Измерение l сводится, т. о., к определению целого числа m и дроби ε. Последняя непосредственно вычисляется из смещения полос двух систем в середине поля зрения (рис., *б*). Трудность состоит в определении m, т. к. величина m в зависимости от l может быть очень большой (десятки тысяч). В связи с этим предварительно измеряют l механич. методами с точностью 1—2 мкм и приближённо определяют m (с точностью 4—8 единиц, т. к. $\lambda/2\approx0{,}25$ мкм). Затем измеряют смещения полос ε для разл. длин волн и сопоставляют их с величинами ε для тех же λ и неск. значений m, близких к тому, что было найдено приближённо. Совпадение вычисленных и измеренных величин ε для мн. длин волн может быть только при правильном выборе числа m. Точность измерения l при правильно найденном значении m определяется точностью определения ε. Оценка на глаз величины смещения полос ε может быть сделана с точностью до 1/20 λ, и, следовательно, длина l может быть измерена с точностью 0,025 мкм. Для относит. измерений длин двух концевых мер их притирают на зеркало M_2 и по величине смещения интерференционных полос находят разность их длин.

Лит. см. при ст. *Интерферометр*. *В. И. Малышев.*

ИНТЕРФЕРЕ́НЦИЯ ВОЛН (от лат. inter — взаимно, между собой и ferio — ударяю, поражаю) — взаимное усиление или ослабление двух (или большего числа) волн при их наложении друг на друга при одноврем. распространении в пространстве. Обычно под интерференц. эффектом понимается отличие результирующей интенсивности волнового поля от суммы интенсивностей исходных волн. И. в.— одно из осн. свойств волн любой природы (упругих, эл.-магн., в т. ч. световых, и др.), и такие характерные волновые явления, как излучение, распространение и дифракция, тоже связаны с интерференцией.

Расчёт И. в. в линейных средах основан на *суперпозиции принципе*, согласно к-рому результирующее волновое поле, создаваемое неск. источниками, равно сумме полей от отдельных составляющих. Для синусоидальных во времени (гармонических) волн при этом удобно пользоваться формализмом комплексных амплитуд: $\hat{A}=Ae^{i\varphi}$, где A и φ — вещественная амплитуда и фаза волны. Согласно принципу суперпозиции, комплексная амплитуда результирующего поля просто равна сумме таковых у отд. слагаемых ($\hat{A}=\Sigma\hat{A}_i$), а для интенсивности волны A^2 в случае двух волн с амплитудами $\hat{A}_{1,2}=A_{1,2}e^{i\varphi_{1,2}}$ имеем

$$A^2=A_1^2+A_2^2+2A_1A_2\cos\Delta\varphi, \qquad (1)$$

где $\Delta\varphi=\varphi_2-\varphi_1$. Величины $A_{1,2}$, $\varphi_{1,2}$ в (1) в общем случае являются нек-рыми ф-циями координат и времени, вид к-рых определяется конкретной структурой интерферирующих волн (напр., они зависят от расстояний до соответствующих источников и их фаз). В результате в тех точках, где $\Delta\varphi=m\cdot2\pi$, где $m=0,\pm1,\pm2,\ldots$, $A=A_1+A_2$, а интенсивность A^2 принимает макс. значение, превышающее сумму интенсивностей налагаемых волн. В точках же, где $\Delta\varphi=(m+{}^1/_2)2\pi$, имеет место интерференц. минимум: $A=|A_1-A_2|$. В частном случае $A_1=A_2$ в этих точках суммарная амплитуда равна нулю, иными словами, интерферирующие волны полностью «гасят» друг друга.

В трёхмерном пространстве геом. места точек максимумов и минимумов, соответствующих определ. «порядкам» m, представляют собой нек-рые поверхности, пересечение к-рых с произвольной плоскостью наблюдения (экрана) даёт т. н. интерференц. полосы. Напр., в случае двух плоских волн с фазами $\varphi_1=-\boldsymbol{k}_1\boldsymbol{r}+\varphi_{01}$, $\varphi_2=-\boldsymbol{k}_2\boldsymbol{r}+\varphi_{02}$ (где $\boldsymbol{k}_{1,2}$ — волновые векторы, φ_{01}, φ_{02} — нач. фазы, определяемые фазами колебаний источников, $k_1=k_2=2\pi/\lambda$) имеем: $\Delta\varphi=-\Delta\boldsymbol{k}\boldsymbol{r}+\varphi_{02}-\varphi_{01}$, где $\Delta\boldsymbol{k}=\boldsymbol{k}_2-\boldsymbol{k}_1$ и поверхности максимумов и минимумов будут представлять собой плоскости, перпендикулярные вектору $\Delta\boldsymbol{k}$; при этом расстояние между соседними максимумами равно $\lambda[2\sin(\alpha/2)]^{-1}$, где λ — длина волны, $\alpha=|\Delta\boldsymbol{k}|/k$ — угол между векторами $\boldsymbol{k}_1$ и $\boldsymbol{k}_2$. Предельный случай $\alpha=\pi$ и $A_1=A_2$ соответствует *стоячей волне*, он может быть реализован, напр., при полном отражении бегущей плоской волны от нек-рой плоскости, перпендикулярной направлению её распространения.

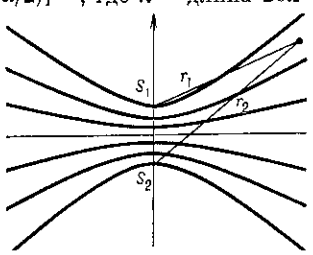


Рис. 1. Интерференция волн от двух точечных источников.

Др. характерный пример — интерференция двух сферич. волн, исходящих из соответствующих центров S_1 и S_2 (рис. 1), разнесённых на нек-рое расстояние $d=S_1S_2$. В этом случае $\Delta\varphi=-k\Delta+\varphi_{02}-\varphi_{01}$ (где $\Delta=r_2-r_1$ — разность хода, $r_{1,2}$ — расстояния от источников до точки наблюдения) и максимумы так же, как и минимумы между ними, располагаются на гиперболоидах вращения вокруг оси S_1S_2, а в плоскости, параллельной этой оси, интерференц. полосы имеют вид гипербол. Общее число максимумов здесь определяется из условия $|m|\leqslant d/\lambda$.

Аналогичным образом можно рассмотреть и др. случаи — интерференцию цилиндрич. волн, интерференцию от неск. источников (рис. 2 и 3) и др.

С точки зрения энергетич. соотношений образование интерференц. максимумов и минимумов означает перераспределение потока энергии в пространстве — если, напр., отд. источники изотропны (равномерно излучают во все стороны), то неск. таких источников дают уже более сложную «изрезанную» диаграмму направлен-

ности. Особым является случай малого расстояния между источниками ($d \leqslant \lambda/2$); здесь при заданных значениях «парциальных» амплитуд волн $A_{1,2}$ в зависимости от разности $\varphi_{02}-\varphi_{01}$ изменяется и суммарная мощность излучения, иными словами, источники волн непосредственно влияют друг на друга. В реальной ситуации при

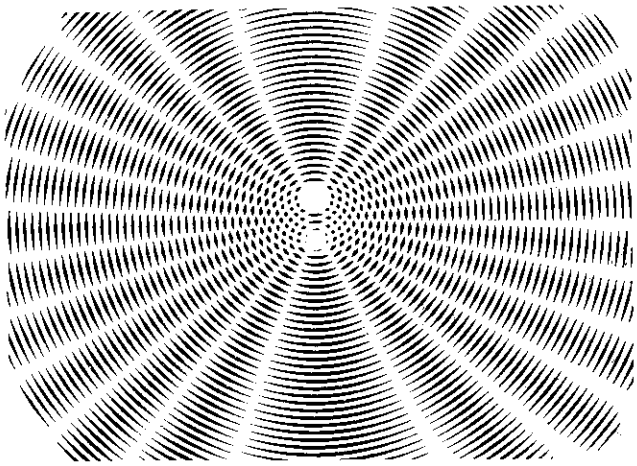


Рис. 2. Вид интерференционных полос в случае двух сферических волн.

этом сами амплитуды $A_{1,2}$ зависят от способа возбуждения источников, напр. для двух близко расположенных электрич. диполей значения амплитуд излучаемых волн и полной мощности излучения оказываются различными в зависимости от того, что считать заданным — токи или напряжения.

В случае векторных волн выражение (1) остаётся в силе, если в интерференц. члене под A_1A_2 понимать

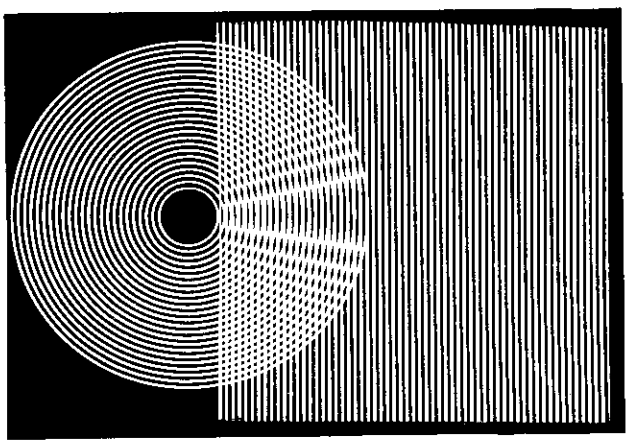


Рис. 3. Интерференционные полосы в случае сферической и плоской волн.

скалярное произведение соответствующих векторов. Для существования интерференц. эффекта здесь необходимо, чтобы векторы $A_{1,2}$ (напр., напряжённости электрич. поля в эл.-магн. волне) не были ортогональны друг к другу.

Поверхности максимумов и минимумов (и соответствующие им интерференц. полосы на экране) неподвижны, если разность фаз $\Delta\varphi$ и, строго говоря, также амплитуды $A_{1,2}$ в (1) неизменны во времени. В случае независимых источников, напр., небольшая расстройка между их частотами $\Delta\omega=\omega_2-\omega_1$ эквивалентна монотонному уходу разности фаз: $\Delta\varphi=\Delta\omega t$, при этом координаты максимумов и минимумов будут перемещаться в пространстве, а в заданной точке амплитуда будет испытывать биения с разностной частотой $\Delta\omega$: от A_1+A_2 до $|A_1-A_2|$. Такие же биения, но нерегулярные во времени, возникают из-за фазовых нестабильностей источников, если случайные уходы разности фаз порядка или больше π. Возможность наблюдения интерференц. максимумов и минимумов при этом зависит от степени инерционности регистрирующей аппаратуры — любой прибор, строго говоря, проводит усреднения по пек-рому времени τ_0. Если τ_0 мало по сравнению с характерным периодом биений результирующего поля («времени когерентности» τ, к-рое порядка обратной ширины спектра волны), то обусловленные интерференц. членом в (1) максимумы и минимумы будут зарегистрированы и в случае независимых источников. По мере роста отношения τ_0/τ, вследствие случайных изменений $\cos\Delta\varphi(t)$, происходит постепенное сглаживание («размывание») интерференц. максимумов и минимумов, а при $\tau_0 \gg \tau$ И. в. не наблюдается — измеряемая интенсивность A^2 результирующего поля будет равна сумме интенсивностей составляющих волн.

В случае типичных генераторов радиоволн, напр., легко достигается не только условие $\tau_0 \ll \tau$, но и более сильное неравенство $\tau_0 \ll 2\pi/\omega$, поэтому наблюдение И. в. от независимых источников не представляет трудностей. В оптике же для «естеств.» источников квазимонохроматич. света (даже отд. спектральных линий теплового излучения газов) ситуация существенно иная — здесь при нормальных условиях значение $\tau \sim 10^{-9}$—10^{-10} с, тогда как для человеческого глаза $\tau_0 \sim 10^{-1}$ с, для скоростных фотокинокамер $\tau_0 \geqslant 10^{-7}$ с. Поэтому долгое время интерференцию в оптике удавалось наблюдать лишь в случае когерентных волн (см. *Когерентность*), получаемых путём разделения излучения от к.-л. одного источника. При этом для небольших разностей хода между интерферирующими лучами случайные уходы фаз $\varphi_1(t)$ и $\varphi_2(t)$ оказываются одинаковыми и разность фаз $\Delta\varphi$ от времени почти не зависит (о конкретных схемах разделения см. *Интерференция света*). Благодаря появлению источников высококогерентного света — лазеров стало возможным наблюдать интерференцию от независимых источников и в оптич. диапазоне, поскольку время их когерентности может достигать 10^{-2} с и более, а также в результате разработки малоинерц. фотоэлектронных устройств с $\tau_0 \leqslant 10^{-9}$ с.

Принцип суперпозиции перестаёт выполняться при распространении волн достаточно большой интенсивности в нелинейных средах; при этом имеют место качественные особенности (см. *Волны*, *Нелинейная оптика*, *Нелинейная акустика*).

Явление И. в. находит разнообразное применение. Для её осуществления разработаны разл. схемы *интерферометров* (как двух-, так и многолучевых). Тот факт, что расположение интерференц. полос зависит от длины волны и разности хода лучей, позволяет по виду интерференц. картины (или их смещению) проводить точные измерения расстояний при известной длине волны или, наоборот, определять спектр интерферирующих волн. Кроме того, по интерференц. картине можно выявлять и измерять неоднородности среды (в т. ч. фазовые), в к-рой распространяются волны в одном из плеч интерферометра, или отклонения формы поверхности от заданной. Явление И. в., рассеянных от некрого объекта (или прошедших через него), с «опорной» волной лежит в основе *голографии* (в т. ч. оптич., акустич. или СВЧ-голографии). И. в. от отд. «элементарных» излучателей используется при создании сложных излучающих систем (*антенн*) для эл.-магн. и акустич. волн.

Лит.: Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976; Горелик Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959; Борн М., Вольф Э., Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973; Калитеевский Н. И., Волновая оптика, 2 изд., М., 1978.

Н. С. Степанов.

ИНТЕРФЕРЕ́НЦИЯ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЛУЧЕ́Й — явление, возникающее при сложении когерентных поляризованных световых колебаний (см. *Поляризация света*). И. п. л. исследовалась в классич. опытах О. Френеля (A. Fresnel) и Д. Ф. Араго (D. F. Arago) (1816). Наиб. контраст интерференц. картины наблюдается при сложении когерентных колебаний одного вида поляризации (линейных, круговых, эллиптич.) с совпадающими азимутами. Интерференция никогда не наблюдается, если волны поляризованы во взаимно перпендикулярных плоскостях. При сложении двух линейно поляризованных взаимно перпендикулярных колебаний в общем случае возникает эллиптически поляризованное колебание, интенсивность к-рого равна сумме интенсивностей исходных колебаний.

И. п. л. можно наблюдать, напр., при прохождении линейно поляризованного света через анизотропные среды. Проходя через такую среду, поляризованное колебание разделяется на два когерентных элементарных ортогональных колебания, распространяющихся с разл. скоростью. Далее одно из этих колебаний преобразуют в ортогональное (чтобы получить совпадающие азимуты) или выделяют из обоих колебаний составляющие одного вида поляризации с совпадающими азимутами.

Схема наблюдения И. п. л. в параллельных лучах дана на рис. 1, *а*. Пучок параллельных лучей выходит из поляризатора N_1 линейно поляризованным в направлении N_1N_1 (рис. 1, *б*). В пластинке K, вырезанной из двоякопреломляющего одноосного кристалла параллельно его оптич. оси OO и расположенной перпендикулярно падающим лучам, происходит разделение колебания N_1N_1 на составляющие A_e, параллельную оптич. оси (необыкновенную), и A_0, перпендикулярную оптич. оси (обыкновенную). Для повышения контраста интерференц. картины угол между N_1N_1 и A_0 устанавливают равным 45°, благодаря чему амплитуды колебаний A_e и A_0 равны.

Показатели преломления n_e и n_0 для этих двух лучей различны, а следовательно, различны и скорости их

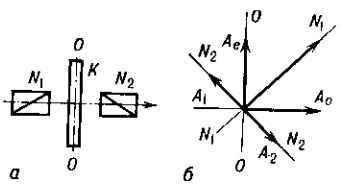


Рис. 1. Наблюдение интерференции поляризованных лучей в параллельных лучах: *а* — схема; *б* — определение амплитуд колебаний, соответствующих схеме *а*.

распространения в K, вследствие чего на выходе пластины K между ними возникает разность фаз $\delta=(2\pi l/\lambda)(n_0-n_e)$, где l — толщина пластинки, λ — длина волны падающего света. Анализатор N_2 из каждого луча A_e и A_0 пропускает только составляющие с колебаниями, параллельными его направлению пропускания N_2N_2. Если гл. сечения поляризатора и анализатора скрещены ($N_1 \perp N_2$), то амплитуды слагающих A_1 и A_2 равны, а разность фаз между ними $\Delta=\delta+\pi$. Т. к. эти составляющие когерентны и линейно поляризованы в одном направлении, то они интерферируют. В зависимости от величины Δ на к.-л. участке пластинки наблюдатель видит этот участок тёмным [$\delta=(2k+1)\pi\lambda$, k — целое число] или светлым ($\delta=2k\pi\lambda$) в монохроматич. свете и различно окрашенным в белом свете (т. н. хроматич. поляризация). Если пластинка неоднородна по толщине или по показателю преломления, то места её с одинаковыми этими параметрами будут соответственно одинаково тёмными или одинаково светлыми (или одинаково окрашенными в белом свете). Кривые одинаковой цветности наз. изохромами.

Пример схемы наблюдения И. п. л. в сходящихся лучах показан на рис. 2. Сходящийся плоскополяризованный пучок лучей из линзы L_1 падает на пластинку, вырезанную из одноосного кристалла перпендикулярно его оптич. оси. При этом лучи разного наклона проходят разные пути в пластинке, а обыкновенный и необыкновенный лучи приобретают разность хода $\Delta=(2\pi l/\lambda)\cos\psi)(n_0-n_e)$, где ψ — угол между направлением распространения лучей и нормалью к поверхности кристалла. Наблюдаемая в этом случае интерференц. картина дана на рис. 1, *а* к ст. *Коноскопические фигуры*. Точки, соответствующие одинаковым разностям фаз Δ,

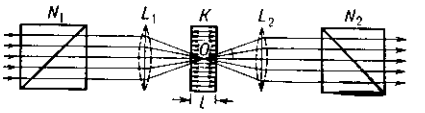


Рис. 2. Схема для наблюдения интерференции поляризованных лучей в сходящихся лучах: N_1 — поляризатор; N_2 — анализатор, K — пластинка толщиной l, вырезанная из одноосного двупреломляющего кристалла; L_1, L_2 — линзы.

расположены по концентрич. окружности (тёмным или светлым в зависимости от Δ). Лучи, входящие в K с колебаниями, параллельными гл. плоскости или перпендикулярными ей, не разделяются на два слагающих и при $N_2 \perp N_1$ не будут пропущены анализатором N_2. В этих плоскостях получится тёмный крест. Если $N_2 \parallel N_1$, крест будет светлым.

И. п. л. применяется в *кристаллооптике*, минералогии и петрографии для диагностики минералов и горных пород, для определения ориентации кристаллов и изучения их дефектов. На использовании И. п. л. основан ряд различных по устройству и назначению *поляризационных приборов*: поляриметры для исследования механич. напряжений в деталях машин и сооружений (*поляризационно-оптический метод* исследования напряжений); интерференционно-поляризац. фильтры с шириной полосы в сотые доли нм, используемые для гелиофиз. исследований и в практике физ. эксперимента; компенсаторы, фазовые модуляторы.

Лит. см. при ст. *Интерференция света*, *Кристаллооптика*.

ИНТЕРФЕРЕ́НЦИЯ РАДИОВО́ЛН — явление, возникающее при сложении полей $\boldsymbol{E}_i(\boldsymbol{r}, t)$, $i=1, 2\ldots$ неск. радиоволн и состоящее в том, что распределение результирующей интенсивности радиоизлучения в пространстве и во времени зависит не только от амплитуд A_i этих волн, но и от соотношения между их фазами φ_i, частотами ω_i и поляризациями. При этом, как правило, речь идёт об интенсивности $\bar{I}(\boldsymbol{r}, t)$, усреднённой за время $t \gg \omega_i^{-1}$. Напр., для двух радиоволн $\bar{I}(\boldsymbol{r}, t)$ пропорциональна

$$A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2\cos[(\omega_1-\omega_2)t-(\varphi_1-\varphi_2)]\cos\psi,$$

ψ — угол между векторами $\boldsymbol{E}_1$ и $\boldsymbol{E}_2$. Отсюда следует, что волны, имеющие ортогональные поляризации, не интерферируют.

С И. р. связаны особенности распределения интенсивности при когерентном излучении радиоволн с помощью разнесённых в пространстве антенн или радиоволн разной частоты. И. р. одинаковой частоты, излучённых одним источником, возникает при наличии неск. путей (каналов) распространения радиоволн, напр. в волноводах искусств. и естеств. происхождения (см. *Волноводное распространение радиоволн*) при *дифракции радиоволн* на разл. объектах, на регулярных и хаотич. неоднородностях среды. Для радиоволн одинаковой частоты в случае, когда их амплитуды, фазы и поляризации постоянны во времени, $\bar{I}(\boldsymbol{r}, t)=\bar{I}(\boldsymbol{r})$. Временны́е вариации этих величин вызывают соответств. вариации интерференц. картины. Напр., нестационарность среды при многомодовом распространении радиоволн может привести к появлению сложной изменяющейся И. р., следствием к-рой являются интерференц. *замирания*. Движущиеся хаотич. неоднородности среды вызывают флуктуации интенсивности, наз. *мерцаниями радиоволн*. При И. р. с хаотич. (за время τ) вариациями $\boldsymbol{E}_i$ интенсивность $\bar{I}(\boldsymbol{r}, t)$, усреднённая за время $t \gg \tau$, будет пропорциональна A_i^2. Неоднородности среды, вызывая флуктуации A_i, φ_i, ψ_i, нарушают регулярную картину

И. р., к-рую, однако, можно восстановить, если при распространении радиоволн или при их приёме не произошло к.-л. усреднения по времени, частоте или пространству.

Явление И. р. используют при создании *антенн* с узкой (или многолепестковой) диаграммой направленности излучения, для получения сведений о параметрах среды.

И. р. можно создать искусственно в приёмной радиоаппаратуре путём сложения сигналов, принятых в разл. точках пространства (или на разных частотах) (см. *Радиоинтерферометр*, *Апертурный синтез*).

Возможна интерференция между радиоволной и волной др. типа, напр. плазменной волной. Последнее имеет место, в частности, при трансформации радиоволны в плазменную и используется при возбуждении искусств. турбулентности в ионосферной плазме.

Лит.: Горелик Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959; Вест Ч., Голографическая интерферометрия, пер. с англ., М., 1982. *Л. М. Ерухимов.*

ИНТЕРФЕРЕ́НЦИЯ СВЕ́ТА — пространственное перераспределение энергии светового излучения при наложении двух или неск. световых волн, частный случай общего явления *интерференции волн*. Нек-рые явления И. с. исследовались ещё И. Ньютоном в 17 в., но не могли быть им объяснены с точки зрения его корпускулярной теории. Правильное объяснение И. с. как типично волнового явления было дано в нач. 19 в. Т. Юнгом (Th. Young) и О. Френелем (A. Fresnel). Наиб. широко известна И. с., характеризующаяся образованием стационарной (постоянной во времени) интерференционной картины (и. к.) — регулярного чередования в пространстве областей повыш. и пониж. интенсивности света, получающейся в результате наложения когерентных световых пучков, т. е. в условиях постоянной (или регулярно меняющейся) разности фаз. Реже и только в спец. условиях эксперимента наблюдаются явления нестационарной И. с., к к-рым относятся световые биения и эффекты корреляции интенсивностей. Строгое объяснение явлений нестационарной И. с. требует учёта как волновых, так и корпускулярных свойств света и даётся на основе квантовой электродинамики.

Стационарная И. с. возникает при наличии *когерентности* (определ. корреляции фаз) налагающихся волн. Взаимно когерентные световые пучки могут быть получены путём разделения и последующего сведения лучей, исходящих от общего источника света. При этом требование когерентности налагает нек-рые ограничения на угл. размеры источника и на ширину спектра излучения.

Образование и. к. удобно проследить на идеализированной схеме классич. эксперимента Юнга (рис. 1).

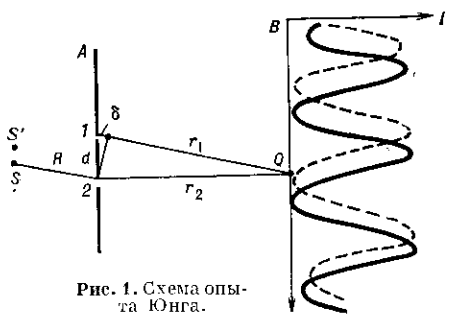


Рис. 1. Схема опыта Юнга.

Точечный источник света S с длиной волны λ освещает два малых отверстия в экране A, к-рые становятся вторичными взаимно когерентными источниками света (см. *Дифракция света*). На экране B наблюдается и. к., вызванная интерференцией двух созданных систем волн. В соответствии с *суперпозиции принципом* напряжённость эл.-магн. поля E_Q в произвольной точке Q экрана B даётся суммой напряжённостей полей E_{1Q} и E_{2Q}, созданных в точке Q источниками *1* и *2*. Наблюдаемой величиной является интенсивность излучения, падающего на экран, пропорциональная ср. квадрату напряжённости поля. Представляя напряжённость поля $E_i(t, s)$ каждого источника ($i=1,2$) гармонич. ф-цией времени t и расстояния s вдоль направления распространения

$$E_i(t, s) = E_i \cos 2\pi (\nu t + s/\lambda + \varphi_0),$$

где λ — длина волны, ν — частота, φ_0 — нач. фаза световых колебаний, можно при надлежащем выборе единиц измерения напряжённости поля получить выражение для интенсивности I_Q в точке Q в виде:

$$I_Q = \langle [E_{1Q}(t, s) + E_{2Q}(t, s)]^2 \rangle = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos 2\pi \frac{\delta + \delta_0}{\lambda}. \quad (1)$$

Здесь $I_1 = \langle E_{1Q}^2 \rangle$ и $I_2 = \langle E_{2Q}^2 \rangle$ — интенсивности света в точке Q, создаваемые каждым источником отдельно; δ — оптич. разность хода интерферирующих лучей: $\delta = n_1 r_1 - n_2 r_2$; r_1 и r_2 — расстояния от отверстий *1* и *2* до точки Q; n_1 и n_2 — показатели преломления среды (в случае воздуха $n_1 = n_2 = 1$); δ_0 — оптич. разность хода лучей от источника S до точек *1* и *2*.

Из (1) следует, что интенсивность света в данной точке экрана отличается от суммы интенсивностей $I_1 + I_2$, создаваемых источниками *1* и *2* при независимом освещении ими экрана. При совместном действии когерентных источников *1* и *2* истинная интенсивность *I* оказывается отличающейся на величину, описываемую третьим, интерференционным, членом ф-лы (1). Интерференция, разумеется, не меняет полной световой энергии, попадающей на экран B, приводя лишь к её перераспределению с образованием характерной п. к. На экране B возникает система световых полос, интенсивность к-рых в сечении плоскостью, проходящей через источник и отверстия *1* и *2*, изменяется, как показано графически сплошной линией на правой части рис. 1. Макс. интенсивность в и. к. наблюдается при разности хода, равной чётному числу полуволн, а минимальная — при разности хода, равной нечётному числу полуволн.

В реальном опыте конечный размер источника света можно учесть, рассмотрев и. к. от другого, чуть смещённого относительно S точечного источника S', дающего смещённую и. к. (пунктир). Сложение множества таких картин от всех точек источника приводит к смазыванию и. к., т. е. к падению её контраста. Суммарная и. к. будет мало отличаться от идеальной (создаваемой точечным источником), если линейный размер источника ΔS удовлетворяет условию $\Delta S < \lambda R/d$ пространственной когерентности (см. *Когерентность света*) (d — расстояние между отверстиями *1* и *2*, R — расстояние от источника до экрана A).

Конечная ширина $\Delta\lambda$ спектра излучения источника также является причиной снижения контраста и. к., снижения тем большего, чем выше *порядок интерференции* η, равный целой части отношения δ/λ. При освещении белым светом на экране видна белая центр. полоса нулевого порядка с примыкающими к ней быстро исчезающими радужными полосами. Окраска полос связана с тем, что положение максимумов интенсивности, имеющих порядок $\eta \neq 0$, зависит от длины волны. При квазимонохроматич. освещении ($\Delta\lambda \ll \bar{\lambda}$, ср. длины волны) наблюдается множество чётких полос, отвечающих порядку интерференции вплоть до $\eta \simeq \bar{\lambda}/\Delta\lambda$.

Существует множество схем опытов и естеств. ситуаций, в к-рых наблюдается И. с. Их наиб. существенные различия связаны с различиями в способах получения когерентных пучков света и в числе интерферирующих лучей.

По способам создания когерентных пучков света выделяют схемы с делением волнового фронта и с делением амплитуды.

При первом способе сводятся вместе световые пучки, исходно различающиеся направлением распростране-

ния от источника. Такой принцип используется, напр., в эксперименте Юнга, а также в демонстрац. опытах с применением *Френеля зеркал*, билинзы Бийе (рис. 2) и др. Билинза Бийе представляет собой выпуклую линзу, разрезанную по диаметру на две части, немного раздвинутые в направлении, перпендикулярном к оптич. оси; они образуют действительные изображения S_1 и S_2 точечного источника S. Интерференционные полосы наблюдаются в монохроматич. свете в любой плоскости области перекрытия расходящихся пучков от источников S_1 и S_2 (показано штриховкой). Из интерференц. устройств с делением волнового фронта большое практич. значение в спектроскопии имеет дифракц. решётка. Все схемы И. с. с делением волнового фронта предъявляют жёсткие требования к малости угл. размера источника света. Напр., в опыте Юнга при освещении отверстий *1* и *2* прямым солнечным светом, т. е. источником с угл. размером всего 0,5°, для получения чёткой и. к. расстояние между отверстиями не должно превышать неск. десятков микрон. Именно на резкой критичности контраста и. к. к размеру источника в схемах с делением волнового фронта основан метод измерения угл. размеров звёзд с помощью звёздного интерферометра (см. *Интерферометр звёздный*).

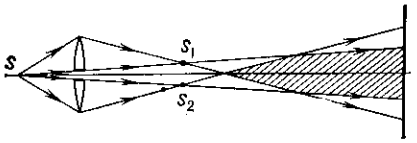


Рис. 2. Билинза Бийе.

В схемах И. с. с амплитудным делением волнового поля излучение первичного источника делится полупрозрачными границами раздела оптич. сред. Так, напр., возникает широко распространённая в естеств. условиях И. с. в тонких плёнках, ответственная за радужное окрашивание масляных пятен на воде, мыльных пузырей, крыльев насекомых, окисных плёнок на металлах и др. Во всех этих случаях имеет место И. с., отражённого двумя поверхностями плёнок. В тонких плёнках перем. толщины при освещении протяжённым источником света картина интерференц. полос воспринимается локализованной на поверхности плёнки, причём данная интерференц. полоса соответствует фиксированной толщине плёнки (*полосы равной толщины*; рис. 3). Яркое интерференц. окрашивание возникает только для весьма тонких плёнок толщиной порядка длины волны, т. е. в низких порядках интерференции. Для более толстых плёнок и. к. видна при освещении монохроматизированным светом, напр. в свете натриевой лампы низкого давления. В тонких плёнках строго


Рис. 3. Полосы равной толщины, полученные с тонкой стеклянной пластинкой.

постоянной толщины (с точностью до малых долей длины волны) одинаковую разность хода приобретают при отражении от двух поверхностей плёнки лучи, падающие на плёнку под фиксированным углом. Эти лучи в фокальной плоскости линзы образуют и. к. *полос равного наклона*.

Метод деления амплитуды широко применяется в разл. схемах интерферометров, в к-рых для разделения волновых полей используются спец. полупрозрачные зеркала. Для метода деления амплитуды характерно снижение ограничений на угл. размер источника света.

Требования к монохроматичности света не зависят от способа деления волнового поля, определяясь только порядком интерференции. Как отмечалось выше, И. с. в низких порядках наблюдается даже в белом свете. В свете изолированных спектральных линий газоразрядных источников света можно наблюдать интерференцию в очень высоких порядках $\eta \simeq 10^5 - 10^6$, т. е. при разностях хода в десятки см. Это ещё недавно имело большое практич. значение для создания и контроля вторичных эталонов длины, опирающихся на длину волны определ. атомной линии в качестве первичного эталона. В 80-е гг. для этой цели используется излучение одночастотных лазеров, позволяющих наблюдать интерференцию при практически неограниченной разности хода.

Почти все упомянутые примеры И. с. относились к типу **двухлучевой интерференции**, при к-рой в каждую точку и. к. свет от общего источника приходит по двум путям. При этом интенсивность света в и. к. гармонически зависит от разности хода лучей [$\sim\cos^2(2\pi\delta/\lambda)$]. **Многолучевая** И. с. возникает при наложении многих когерентных волн, получаемых делением исходного волнового поля с помощью много-

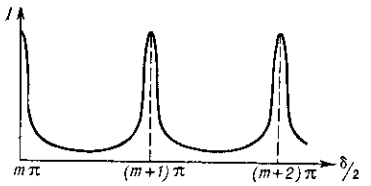


Рис. 4. Зависимость интенсивности в интерференционной картине интерферометра Фабри—Перо от разности хода δ.

кратных отражений (как, напр., в *интерферометре Фабри—Перо*) или дифракцией на многоэлементных периодич. структурах (см. *Дифракционная решётка*, *Майкельсона эшелон*). При многолучевой И. с. яркость и. к. является периодич., но не гармонич. ф-цией δ. Резкая зависимость яркости и. к. от δ при многолучевой И. с. широко используется для спектрального анализа света. Для примера на рис. 4 показана зависимость пропускания монохроматич. света интерферометром Фабри—Перо от расстояния между его полупрозрачными зеркалами, т. е. и от δ.

Если для наблюдения И. с. от тепловых источников приходится соблюдать ряд ограничений, причём возникающая и. к. обычно имеет малую яркость и размеры, то при использовании в качестве источников света лазеров явления И. с. настолько ярки и характерны, что нужны особые меры для получения равномерной освещённости. Чрезвычайно высокая когерентность излучения лазеров приводит к появлению помех интерференц. происхождения при наблюдении объектов, освещённых лазером. При лазерном освещении произвольной шероховатой поверхности аккомодированный на бесконечность глаз воспринимает хаотич. картину световых пятен, мерцающую при смещениях глаза (см. *Спеклы*). Это вызвано тем, что шероховатая поверхность, рассеивая лазерное излучение, служит источником нерегулярной и. к., образованию к-рой в обычных условиях препятствует низкая пространственно-временная когерентность излучения тепловых источников. Близкую к этому природу имеет эффект мерцания звёзд, являющихся источниками света с очень большой площадью пространственной когерентности.

Нестационарная И. с. К ней относятся **световые биения**, наблюдающиеся при наложении световых полей разл. частот. В этом случае возникает бегущая в пространстве и. к., так что в заданной точке пространства интенсивность света периодически меняется во времени с частотой, равной разности частот интерферирующих волн. Биения возникают в обычных (нелазерных) схемах И. с. при изменении во времени разности хода

интерферирующих лучей. Примером может служить *интерферометр Майкельсона* с перем. длиной одного из плеч. При перемещении вдоль луча света одного из зеркал интенсивность света на выходе интерферометра периодически меняется, что может служить средством измерения скорости очень медленных перемещений. Например, при движении зеркала со скоростью 10^{-6} м/с интенсивность света меняется с частотой ~4 Гц.

Биения могут наблюдаться и в излучении независимых источников света. Для этого их яркости и спектральные плотности излучения должны быть очень велики. Обе эти характеристики выражаются через параметр ρ, наз. параметром вырождения фотонов, равный числу фотонов в объёме когерентности. При фотоэлектрич. регистрации биений параметр ρ в произведении с *квантовым выходом* приёмника определяет величину сигнала биений по отношению к фону фотонного шума. Излучение лазеров сильно вырождено — $\rho \gg 1$, вследствие чего биения в свете двух лазеров и между разл. типами колебаний одного лазера легко наблюдаются. Эти биения часто играют вредную роль как источник мощного шума интенсивности лазера.

Для тепловых источников обычно $\rho \ll 1$, поэтому эффекты нестационарной И. с. в их излучении крайне малы. Тем не менее их удалось обнаружить в тонких экспериментах по корреляции интенсивностей (см. *Интерферометр интенсивности*), получивших широкую известность в связи с их значением для звёздной астрономии, поскольку с их помощью возможно измерять угл. размеры столь удалённых звёзд, что это не удаётся сделать с помощью звёздного интерферометра. Следы нестационарной интерференции были обнаружены также при анализе спектра шумов фотоэлемента, освещённого двумя очень близкими спектральными линиями атомов ртути. На частоте биений был обнаружен пик в спектре шумов, составлявший 10^{-4} от фона *дробовых шумов* [4].

И. с. используется при спектральном анализе света, для точного измерения расстояний, углов, скоростей, в рефрактометрии. Большое значение интерферометрия имеет в оптич. производстве как средство контроля качества поверхностей и линзовых систем. Интерференц. явления используются для создания светофильтров, высококачеств. зеркал, просветляющих покрытий для оптич. деталей. И. с. составляет основу голографии. Важным частным случаем И. с. является *интерференция поляризованных лучей.*

Лит.: 1) Борн М., Вольф Э., Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973; 2) Калитеевский Н. И., Волновая оптика, 2 изд., М., 1978; 3) Глаубер Р., Оптическая когерентность и статистика фотонов, в кн.: Квантовая оптика и квантовая радиофизика, М., 1966; 4) Forrester A. T., Gudmundsen R. A., Johnson P. O., Photoelectric mixing of incoherent light, «Phys. Rev.», 1955, v. 99, p. 1691.

Е. Б. Александров.

ИНТЕРФЕРЕ́НЦИЯ СОСТОЯ́НИЙ — наличие фазовой корреляции между базисными состояниями квантовой системы, описываемой суперпозицией этих состояний. Явления И. с. аналогичны др. проявлениям интерференции, свойственной всем волновым процессам, для к-рых справедлив *суперпозиции принцип*. В соответствии с последним *волновая функция* $\psi(t)$ произвольного состояния квантовой системы может быть представлена суперпозицией собственных (базисных) состояний ψ_n к.-л. оператора, напр. оператора энергии $\hat{H}$ *(гамильтониана)*:

$$\psi(t) = \sum_n C_n \psi_n(t). \qquad (1)$$

Формальным признаком наличия И. с. является отличие от нуля усреднённого по ансамблю частиц произведения $\langle C_n C_k^* \rangle$ комплексных коэф. разложения волновой ф-ции $\psi(t)$. Величины $\langle C_n C_k^* \rangle$ являются недиагональными элементами *матрицы плотности*, часто наз. когерентностями. Они входят в выражение для ср. значений величины $\langle L \rangle$, описываемой оператором $\hat{L}$, не коммутирующим с $\hat{H}$:

$$\langle L \rangle = \sum_n |C_n|^2 L_{nn} + \sum_{\substack{k,\,m \\ k \neq m}} \langle C_k C_m^* \rangle L_{km}(t), \qquad (2)$$

где $L_{km}(t)$ — матричный элемент оператора $\hat{L}$ в энергетич. представлении. Второй член в (2) наз. интерференционным или когерентным. Выражение (2) аналогично выражению для интенсивности при интерференции пучков света, что и объясняет заимствование терминов «интерференция» и «когерентность».

Поскольку собственные состояния оператора энергии $\hat{H}$ гармонически зависят от времени, то интерференционный член в (2) содержит временны́е множители $\exp[-i(\omega_n - \omega_k)t]$:

$$\sum_{k,\,m} \langle C_k C_m^* \rangle L_{km} = \sum_{k,\,m} \langle C_k C_m^* \rangle L_{km} \exp[-i(\omega_n - \omega_k)t], \qquad (3)$$

где $\omega_n = \mathcal{E}_n/\hbar$, $\mathcal{E}_n$ — энергия состояния ψ_n. Вытекающая из (3) зависимость результата измерения от времени есть следствие нестационарности системы, к-рая [в соответствии с (1)] не обладает определ. энергией. И. с. проявляется также при измерении интенсивности квантовых переходов системы из суперпозиц. состояния в стационарное.

И. с. есть общее свойство квантовых систем, к-рое может быть обнаружено в любом частотном диапазоне. В частности, первым проявлением интерференции невырожденных невзаимодействующих состояний надо считать, по-видимому, свободную прецессию спинов, наблюдавшуюся в радиоспектроскопии. Аналогичное явление было обнаружено (1955) и в ядерной физике с помощью техники угл. корреляций γ-квантов. В оптич. диапазоне И. с. проявляется, напр., при поглощении или излучении света. Ниже рассматриваются именно такие проявления И. с.

И. с. возникает в квантовых системах под влиянием каким-то образом организованных возмущений. В атомах, в частности, она возникает в результате облучения поляризованным или просто направленным излучением, направленным электронным пучком, при возбуждении в результате неизотропных столкновений с др. частицами. Квантовые ансамбли, предоставленные самим себе, под влиянием релаксаций теряют когерентность и анизотропность и становятся равновесными и изотропными. (Связь анизотропии с когерентностью вызвана тем, что И. с. с определ. энергией одновременно является И. с. с определ. значениями угл. момента и его проекции.) Вследствие этого И. с. отражается на поляризац. характеристиках излучения (поглощения) атомов и на связанном с поляризацией угл. распределении интенсивности излучения.

Принимая во внимание зависимость интенсивности квантовых переходов от времени, проявление И. с. можно разделить на квантовые биения и пересечение уровней.

Квантовые биения могут наблюдаться при переходе квантовой системы из импульсно возбуждённого суперпозиц. состояния в собственное. В простейшем случае суперпозиции двух уровней (*1* и *2*) интенсивность спонтанного излучения в определ. направлении оказывается модулированной во времени (рис. 1), причём частота синусоидальной модуляции определяется энергетич. зазором между интерферирующими уровнями. Колебания затухают с постоянной времени спонтанного распада, зависящей от населённостей уровней *1* и *2*. Длительность возбуждающего импульса Δt должна удовлетворять очевидному соотношению: $\Delta t \ll \omega_{12}^{-1}$. В этих условиях явление очень наглядно: после короткого возбуждения интенсивность излучения спадает, обнаруживая затухающие колебания.

Кроме импульсного возбуждения, коллективные биения могут возникать при периодич. модуляции интенсивности возбуждающего процесса, а также при модуляции энергетич. зазора (частоты ω_{12}) между интерферирующими уровнями. В этих случаях биения приобретают характеристики резонансов. В первом случае интенсивность спонтанного излучения (или коэф. поглощения) меняется с частотой модуляции возбуждения, причём амплитуда этого периодич. изменения достигает максимума при совпадении частоты модуляции с ω_{12} (т. н. р е з о н а н с б и е н и й). Впервые резонанс биений наблюдался в опытах по осуществлению *оптической ориентации* атомов с помощью циркулярно поляризованного резонансного излучения, направленного поперёк магн. поля. Процесс ориентации можно трактовать как передачу угл. момента фотонов поляризованного света атомам, к-рые выстраиваются параллельно или антипараллельно пучку света. Это сопровождается обычно уменьшением поглощения света ориентированными атомами. Без магн. поля установлению полной ориентации мешают только релаксац. процессы. При наличии перпендикулярного пучку магн. поля ориентированный атом попадает по отношению к магн. полю в суперпозиц. состояние, что классически описывается прецессией вокруг вектора поля. Т. к. распределение фаз такой прецессии для разных атомов равномерное, в среднем ансамбль атомов оказывается неориентированным. Однако если ориентирующий световой пучок модулировать по интенсивности с частотой прецессии атомов, то возникает синфазно прецессирующая группа атомов, взаимодействующая со светом как ориентированная система. Следствием этого является интегральное изменение поглощения ориентирующего пучка света. Непосредственно прецессия может быть обнаружена с помощью вспомогат. пучка света пост. интенсивности, к-рый после взаимодействия с атомами приобретёт амплитудную модуляцию на частоте прецессии.



Рис. 1. *а* — Трёхуровневая система; *б* — Кинетика распада суперпозиционного состояния.

Резонанс биений в люминесценции следует отличать от тривиальной модуляции люминесценции, связанной с колебаниями населённостей излучающих состояний при прерывистом возбуждении. Эта тривиальная модуляция падает с ростом частоты прерываний возбуждения за счёт инерционности спонтанного излучения. В отличие от этого интерференц. резонанс биений возникает с равной интенсивностью вне зависимости от времени жизни системы.

В случае модуляции энергетич. интервала между интерферирующими состояниями наблюдается п а р а м е т р и ч е с к и й р е з о н а н с. Он выражается в появлении модуляции в спонтанном излучении (или в поглощении) системы атомов, когда интервал между подуровнями возбуждённого состояния модулируется с частотой, равной частоте расщепления уровней или в целое число раз меньшей. Параметрич. резонанс характеризуется бесконечным набором гармоник в интенсивности излучения, причём для каждой гармоники имеется множество резонансов. Параметрич. резонанс наблюдается чаще при модулировании расщепления уровней магн. полем, реже при модуляции электрич. полем штарковских подуровней.

Пересечение уровней имеет место при постоянном во времени возбуждении, в случае, когда интерферирующие состояния вырождены по энергии. Пересечение уровней можно интерпретировать как остановившиеся биения, биения с нулевой частотой $\omega_{12}=0$. Спонтанное излучение поляризовано, его интенсивность в разных направлениях различна. При снятии вырождения к.-л. внеш. воздействием, напр. магн. полем, поляризация излучения и его интенсивность в заданном направлении меняются. Меняются они и с изменением величины приложенных полей. Это изменение интенсивности и является сигналом пересечения уровней. Ширина сигнала связана с атомными константами: с временем релаксации, магн. моментами ядра и электронной оболочки и с их взаимодействием.

По угл. зависимостям и характеру поляризации И. с. можно разбить на группы, связанные с т. н. п о л я р и з а ц. м о м е н т а м и. Линейным преобразованием (разложением по неприводимым тензорам группы вращений) матрицу плотности можно привести к такому виду, в к-ром она распадается на ряд групп, представляющих тензоры разл. рангов, каждый из к-рых преобразуется операцией вращения самостоятельно. Эти группы и составляют поляризац. моменты. Компоненты этих моментов, перпендикулярные оси квантования, непосредственно связаны с когерентностью.

Первый поляризац. момент наз. о р и е н т а ц и е й, он образуется при возбуждении светом, поляризованным по кругу, и соответствует наведённому в ансамбле внеш. возмущением макроскопич. магн. моменту. Ориентации соответствует интерференция вырожденных или почти вырожденных состояний с магн. числами, отличающимися на единицу.

Второй момент наз. в ы с т р а и в а н и е м, он образуется при И. с., отличающихся по проекции момента на 2. Возникает выстраивание при облучении линейно поляризованным светом, естеств. светом определ. направления и при соударениях. Физически выстраивание можно трактовать как появление в ансамбле частиц электрич. квадрупольного момента. Выстраивание может быть одноосным и двуосным.

Как ориентация, так и выстраивание могут разрушаться при снятии вырождения уровней, что сопровождается изменением диаграммы направленности излучения атомов, приближающейся к сферически симметричной.

В физ. эксперименте И. с. широко используется для нахождения атомных и молекулярных констант, в первую очередь констант релаксации. Если известно расщепление уровня в зависимости от магн. поля, т. е. *Ланде множитель*, то константу релаксации можно найти из ширины сигнала пересечений уровней в магн. поле. Для свободных атомов время релаксации поляризац. моментов совпадает с радиац. временем жизни, но в условиях межатомных столкновений этого совпадения может и не быть. И. с. применяется также для изме-

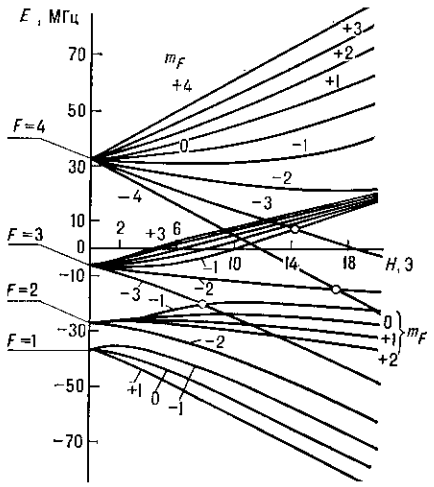


Рис. 2. Энергетическая схема $6P_{3/2}{}^{85}Rb$. Светлыми кружками отмечены вырождения уровней, при которых наблюдается сигнал интерференции.

рения множителя Ланде, *констант тонкого и сверхтонкого* расщепления атомных уровней. Для этого применяются квантовые биения при импульсном возбуждении. Таким способом удаётся исследовать расщепления в диапазоне от 0 до 10^{10} Гц. Гл. достоинством метода биений является отсутствие возмущения объекта в процессе наблюдения, к-рое проводится после окончания импульса возбуждения.

Тонкие и сверхтонкие расщепления исследуются также методом пересечения уровней. При наличии этих расщеплений магн. подуровни вырождаются не только в отсутствие магн. поля, но и в нек-рых отличных от нуля магн. полях. На рис. 2 представлена структура уровня 6 $P_{3/2}$ ($J=3/2$, $I=5/2$) ^{85}Rb в магн. поле. Кружки отмечают пересечение подуровней, дающих вклад в сигнал пересечения. Зная магн. поле, в к-ром произошло пересечение, можно рассчитать исходное расщепление в нулевом магн. поле, откуда уже легко находятся константы сверхтонкой структуры.

Интерференц. зависимость поляризац. моментов атомов от магн. поля используется для измерения его напряжённости. Напр., астрофизики измеряют поле солнечной короны по степени поляризации излучения. Исходное выстраивание атомов обусловливается их анизотропным облучением. В земных условиях эффект пересечения уровней атомов в осн. состоянии используется для измерения крайне слабых магн. полей, вплоть до 10^{-10} Э (10^{-14} Тл). Столь высокая чувствительность обусловлена малой шириной уровней атомов в основном состоянии.

Лит.: Александров Е. Б., Оптические проявления интерференции невырожденных атомных состояний, «УФН», 1972, т. 107, с. 595; Чайка М. П., Интерференция вырожденных атомных состояний, Л., 1975; Александров Е. Б., Калитеевский Н. И., Чайка М. П., Спектроскопия сверхвысокого разрешения на основе интерференции состояний, «УФН», 1979, т. 129, с. 155.

Е. Б. Александров, М. П. Чайка.

ИНТЕРФЕРО́МЕТР — прибор, основанный на явлении *интерференции волн*. В соответствии с природой волн существуют интерферометры а к у с т и ч е с к и е для звуковых волн и И. для эл.-магн. волн. К последним относятся оптич. И. и *радиоинтерферометр*. В данной статье рассматриваются оптич. И., к-рые получили наиб. распространение как приборы для измерения длин волн спектральных линий и их структуры; для измерения показателей преломления прозрачных сред; в метрологии для абс. и относит. измерений длин и перемещений тел, измерения угл. размеров звёзд (см. *Интерферометр звёздный*); для контроля формы, микрорельефа и деформации поверхностей оптич. деталей и чистоты металлич. поверхностей и пр.

Применение в И. в качестве источников света одночастотных лазеров позволило существенно улучшить и автоматизировать технику интерферометрич. измерений, повысить точность измерения. В лазерных И. производится фотоэлектрич. регистрация разности хода, выраженной непосредственно в длинах волн. Созданы голографич. И. (см. *Голографическая интерферометрия*), позволяющие регистрировать небольшие изменения в форме поверхности или предмета, возникающие в результате тех или иных деформаций.

В основе И. лежит пространственное разделение пучка света с помощью того или иного устройства с целью получения двух или более взаимно когерентных лучей, к-рые проходят разл. оптич. пути, а затем сводятся вместе и наблюдается результат их интерференции. Вид интерференц. картины зависит от способа разделения пучка света на взаимно когерентные лучи, от их числа, их относит. интенсивности, размеров источника, спектрального состава света.

Многолучевые И. используются гл. обр. как *спектрометры* высокой разрешающей силы для исследования тонкой структуры спектральных линий и определения их формы, а двухлучевые И. являются в основном техн. приборами.

Рассмотрим принцип действия двухлучевого И. Если один луч проходит геом. путь l_1 в среде с показателем преломления n_1, а другой — путь l_2 в среде с n_2, то оптич. разность хода лучей $\Delta=l_1n_1-l_2n_2+\delta$ определяет результат интерференции. Здесь δ — изменение фазы на границах раздела сред. Интенсивность света в данной точке образующейся интерференц. картины при равных амплитудах A интерферирующих лучей изменяется в зависимости от величины Δ по закону: $I=4A^2\cos^2(\pi\Delta/\lambda)$. При Δ, равной целому числу длин волн λ ($\Delta=m\lambda$), интенсивность имеет макс. значение — максимум интерференц. полосы (m — порядок интерференции). Разл. m соответствуют полосы разного порядка. Любое изменение величин l, n и λ, входящих в выражение для $\Delta=m\lambda$, приводит к смещению интерференц. полос. Измеряя величину смещения полос при постоянных l и λ, определяют величину изменения n интерференц. рефрактометрами Рэлея и Жамена (см. *Интерферометр Рэлея*, *Интерферометр Жамена*). Если известны λ и n, то по смещению полос можно измерить геом. длины, для чего служат *интерференционные компараторы*. Т. к. интерференц. картина смещается заметно даже при небольших изменениях разности хода $\Delta\simeq0{,}1\ \lambda$, точность измерения с помощью И. очень высока (поскольку $\lambda\approx0{,}5$ мкм).

При использовании источника монохроматич. света в поле зрения И. наблюдается большое число светлых и тёмных неотличимых друг от друга интерференционных полос разл. порядков. Изменение разности хода Δ (за счёт изменения l или n) приводит к смещению полос в поле зрения. В этом случае измерение возникшей разности хода сводится к счёту числа полос, прошедших через перекрестие в поле зрения, что производится визуально (при непрерывном изменении Δ) или фотоэлектрич. методами.

В ряде И. (напр., интерферометрах Жамена и Рэлея) используется источник белого света (лампа накаливания), при к-ром в поле зрения наблюдается лишь небольшое число (8—10) цветных полос низкого порядка, симметрично расположенных относительно центральной ахроматич. (белой) полосы нулевого порядка. При изменении разности хода Δ вся группа полос смещается в поле зрения и измерение разности хода обычно производится с помощью спец. оптич. компенсаторов, к-рые позволяют внести в интерферирующие пучки дополнительную — компенсирующую разность хода, возвращая белую полосу на перекрестие в поле зрения. Величина измерений непосредственно определяется с помощью отсчётного устройства компенсатора. Точность в определении n при этом достигает до $2\cdot10^{-8}$.

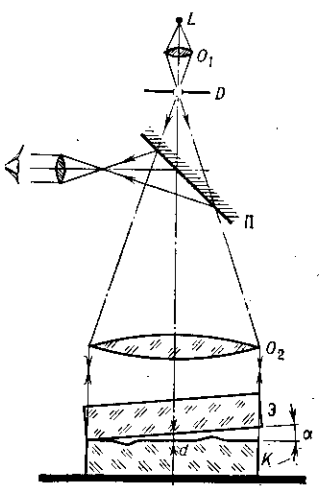


Рис. 1. Схема интерферометра Физо (для наглядности угол α и размеры дефектов увеличены).

Методы, с помощью к-рых в И. могут быть получены когерентные пучки, весьма разнообразны, и потому существует большое число разл. конструкций И., обычно приспособленных к измерению к.-л. одной величины (l, n или λ). По методу получения когерентных пучков И. делятся на два типа. В основе одного из них когерентные пучки получаются в результате отражения от двух поверхностей плоскопараллельной или клиновидной пластинки с образованием соответственно *полос равного наклона* или равной толщины. В И. др. типа

происходит интерференция лучей, вышедших от источника под углом друг к другу (см. *Интерференция света*). К первому типу относятся интерферометры Физо, Майкельсона и его модификации, Жамена и др.; ко второму типу — интерферометр Рэлея и др.

Простейшим интерферометром является интерферометр Физо (рис. 1), применяемый главным образом для контроля точности изготовления плоских поверхностей оптич. деталей. Свет от монохроматического источника L с помощью конденсора O_1, диафрагмы D и объектива O_2 направляется параллельным пучком на эталонную Э и контролируемую К пластинки (положенные одна на другую) почти перпендикулярно к их поверхностям. При этом строго плоская эталонная и контролируемая поверхности пластинок образуют между собой небольшой угол α. С помощью полупрозрачной пластинки П в отражённом свете наблюдаются интерференционные *полосы равной толщины*, к-рые локализованы в области воздушного клина между контролируемой и эталонной поверхностями. Положения этих полос определяются из условия: $\Delta=2dn+\lambda/2=m\lambda=\text{const}$ (при $n\approx1$), где d — толщина воздушного клина. Если контролируемая поверхность идеально плоская, то полосы равного наклона имеют форму прямых эквидистантных линий, параллельных ребру клина ($d=\text{const}$), расстояние между к-рыми равно $z=\lambda/2\alpha$ (рис. 2, *в*) (при $\alpha=10''$ и $\lambda\simeq0{,}5$ мкм, $z=5$ мм). Если же на контролируемой поверхности имеются к.-л. дефекты, напр. небольшие углубления или выступы (рис. 2, *а*, *б*) или она не строго плоская, то в области расположения этих дефектов наблюдаются отклонения δz от прямолинейности. При этом относит. величина отклонения $\delta z/z$ связана с высотой или глубиной дефекта δh соотношением $\delta h=(\lambda/2)\delta z/z$. Невооружённый глаз может оценить величину $\delta z/z\approx0{,}1$, что соответствует величине обнаруженного дефекта $\delta h=\lambda/20$ (при $\lambda=0{,}633$ мкм, $\delta h=0{,}031$ мкм). Знак отклонения позволяет отличить тип дефекта: углубление или выступ (рис. 2, *в*). Если контролируемая поверхность имеет форму сферы, то интерференционные полосы имеют форму концентрических окружностей (см. *Ньютона кольца*).

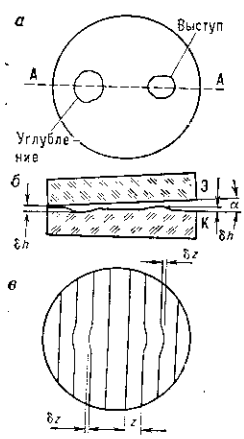


Рис. 2. *а* — Вид дефектов сверху на контролируемой пластинке; *б* — Сечение эталонной и контрольной пластинок. Сечение по линии $A-A$ (угол α и размеры дефектов для наглядности сильно увеличены); *в* — Вид интерференционной картины полос равной толщины в интерферометре Физо.

В интерферометре Физо поверхности контролируемой и эталонной пластинок из-за малости угла (угл. секунды) почти полностью соприкасаются друг с другом и в процессе юстировки могут быть повреждены. Поэтому для контроля поверхностей часто используются бесконтактные И., построенные по схеме интерферометра Майкельсона (рис. 3). Здесь параллельный пучок света из объектива O_2 входного коллиматора падает на полупрозрачную разделит. пластинку П и направляется к зеркалам M_1 и M_2, к-рыми в данном случае служат эталонная Э и контролируемая К пластинки. После отражения от зеркал-пластинок оба пучка вновь соединяются разделит. пластинкой П и направляются в объектив O_3 выходного коллиматора и интерферируют. При этом оба зеркала ориентированы так, чтобы контролируемая поверхность К и мнимое изображение эталонной поверхности Э в разделит. пластинке образовали небольшой воздушный клин толщиной в его ср. части (на оптич. оси) $d=l_2-l_1$, где l_1 и l_2 — расстояния от разделит. пластинки до зеркал: $l_1=AB$, $l_2=AC$. При интерференции наблюдаются полосы равной толщины, локализованные в плоскости клина, максимумы интенсивности к-рых определяются из условия

$$\Delta=2(l_2-l_1)=2d=m\lambda,$$

т. е. так же, как и в интерферометре Физо. Анализ интерференц. картины проводится так же, как и в интерферометре Физо. Модернизованный интерферометр Майкельсона, в к-ром одно из плоских зеркал заменено

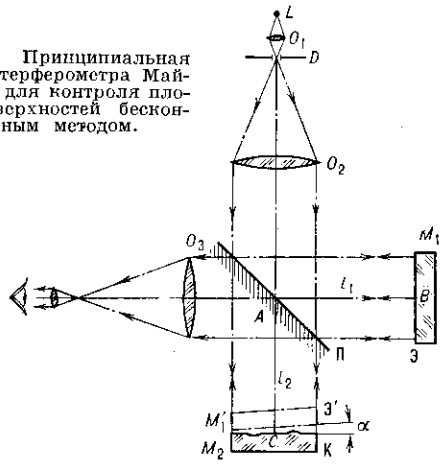


Рис. 3. Принципиальная схема интерферометра Майкельсона для контроля плоских поверхностей бесконтактным методом.

сферическим (интерферометр Тваймана), позволяет проводить контроль качества сферич. (выпуклых или вогнутых) зеркал и качества объективов. Принцип интерферометра Майкельсона широко используется в ряде др. техн. И., напр. в И. для измерения абс. и относит. длин концевых мер. Большое число лазерных И. также построено по схеме интерферометра Майкельсона. Благодаря высокой монохроматичности и когерентности лазерного излучения такие И. позволяют проводить измерения при больших разностях хода, напр. измерять с высокой точностью большие линейные перемещения тел (достигающие неск. м), проводить проверку штриховых эталонных мер, шкал и др.

Кроме лазеров в качестве источников света созданы квантовые И. для измерения небольших перемещений, длин деталей. Их действие основано на зависимости разностной частоты излучения между соседними продольными модами лазера $f=c/2L$ от длины резонатора L (см. *Лазер*). По изменению разностной частоты Δf, происходящей при перемещении одного из зеркал резонатора, может быть измерена величина этого перемещения $\Delta L=2L^2\Delta f/c$. Преимуществом таких И. является то, что измерение линейных размеров (и перемещений) сводится к определению частоты, к-рую можно измерить радиотехн. методами с высокой степенью точности.

Лит.: Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976; Захарьевский А. Н., Интерферометры, М., 1952; Коломийцов Ю. В., Интерферометры, Л., 1976; Крылов К. И., Прокопенко В. Т., Митрофанов А. С., Применение лазеров в машиностроении и приборостроении, Л., 1978.

В. И. Малышев.

ИНТЕРФЕРОМЕТР ультразвуковой — прибор для измерения фазовой скорости c и коэф. поглощения α УЗ, принцип действия к-рого основан на интерференции акустич. волн. Типичный УЗ-И. (рис. 1) представляет собой акустич. камеру *1* с исследуемой средой, в к-рой *пьезоэлектрическим преобразователем 2* возбуждаются УЗ-волны. На нек-ром расстоянии l от пьезопреобразователя расположен плоский рефлектор *5*, от к-рого отражается УЗ-волна и к-рый может перемещаться вдоль направления распространения УЗ. Плоскости рефлектора и пьезопреобразователя уста-

навливаются строго параллельными друг к другу. Акустич. поле в камере И. рассматривается как поле плоских волн, многократно отражённых от рефлектора и поверхности преобразователя. Это справедливо при условии равномерного распределения амплитуд и фаз колебат. скорости по поверхности преобразователя, пренебрежимо малого влияния стенок акустической камеры, а также при условии, что поперечные размеры преобразователя и рефлектора значительно больше длины волны УЗ. Сопротивление акустической нагрузки преобразователя при соблюдении всех этих условий зависит от расстояния l по периодическому закону с периодом $\lambda/2$, где λ — длина волны УЗ в исследуемой среде. Реакция преобразователя на акустическую нагрузку определяется по величине электрич. напряжения U на нём (преобразователь возбуждается генератором тока). Величина U при перемещении рефлектора периодически изменяется от макс. до мин. значения с периодом $\lambda/2$ (рис. 2). Искомая скорость УЗ определяется как $c=\lambda f$, где λ измеряется по интервалам между экстремумами кривой реакции, т. е. зависимости $U(l)$, а коэф. поглощения α может быть найден либо по спаду экстремумов кривой реакции с увеличением l, либо по их ширине (f — частота УЗ).

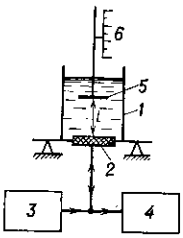


Рис. 1. Блок-схема интерферометра: *1* — акустическая камера; *2* — пьезопреобразователь; *3* — генератор высокочастотного напряжения; *4* — схема регистрации; *5* — рефлектор; *6* — отсчётный механизм.

Осн. источником систематич. погрешностей является отличие реальных условий измерений от условий, отвечающих распространению плоской волны вдоль оси камеры: при несоблюдении условия малости длины волны относительно размеров камеры, преобразователя и рефлектора в И. возникают дифракц. эффекты (см. *Дифракция звука*), искажающие результаты измерений; при непараллельности рефлектора и преобразователя, а также при неравномерности распределения амплитуд и фаз колебат. скорости по поверхности преобразователя на кривой реакции возникают дополнит. экстремумы (сателлиты), искажается форма огибающей кривой реакции и изменяются интервалы между осн. экстремумами.

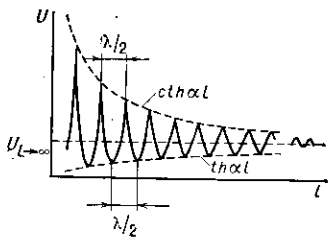


Рис. 2. Кривая реакции — зависимость напряжения U на пьезопреобразователе от расстояния l между рефлектором и пьезопреобразователем.

Реально достижимые мин. погрешности измерения скорости УЗ зависят от коэф. поглощения в исследуемой среде и для малого поглощения ($\alpha/f^2<200\cdot10^{-17}$ см$^{-1}\cdot$с^2) составляют 10^{-4}—10^{-6}. Погрешность измерения α на частотах мегагерцевого диапазона — $(2—20)\cdot10^{-2}$ и также зависит от абс. значения коэф. поглощения. Для исключения дифракц. погрешностей необходимо вводить поправки, корректный расчёт к-рых может быть выполнен численными методами.

Лит.: Колесников А. Е., Ультразвуковые измерения, 2 изд., М., 1982; Илгунас В., Яронис Э., Сукацкас В., Ультразвуковые интерферометры, Вильнюс, 1983.

Б. Е. Михалев, А. С. Химунин.

ИНТЕРФЕРО́МЕТР ЖАМЕ́НА (интерференционный рефрактометр) — интерферометр для измерения показателей преломления газов и жидкостей, а также для определения концентрации примесей в воздухе. И. Ж. (рис.) состоит из двух одинаковых толстых плоскопараллельных пластинок из стекла, установленных почти параллельно друг другу. Пучок света падает на первую пластинку под углом i, близким к 45°. Каждый луч пучка после отражения на поверхностях пластинки делится на 2 когерентных луча S_1 и S_2, идущих на нек-ром расстоянии друг от друга, зависящем от толщины пластинок d. Далее на второй пластинке каждый из них аналогичным образом разделяется на два луча. В результате от второй пластинки идут 4 параллельных когерентных луча S_1', S_1'', S_2', S_2''; лучи S_1' и S_2'' перекрываются диафрагмой D, а лучи S_1'' и S_2' попадают в зрит. трубу и интерферируют в фокальной плоскости объектива O_1. Разность хода между ними равна

$$\Delta=\varphi\, d\, \sin 2i/(n_п—\sin^2 i)^{1/2},$$

где $n_п$ — показатель преломления пластинок, φ — угол между ними. При $\varphi\approx5'—15'$ Δ мала, поэтому при использовании источника белого света наблюдаются только интерференц. полосы низкого порядка, к-рые имеют форму прямых линий с белой ахроматич. полосой в центре, окружённой системой окраш. полос.

Сравнительно большое расстояние между лучами S_1 и S_2 позволяет установить на их пути две кюветы K_1 и K_2 одинаковой длины l с исследуемыми веществами, показатели преломления к-рых n_1 и n_2. Возникающая разность хода $\Delta=(n_2—n_1)l=\delta n l$ приводит к смещению ахроматич. полосы в поле зрения зрительной трубы. Измерение Δ в И. Ж. производят с помощью компенсатора Жамена, к-рый создаёт дополнит. разность хода, обратную той, к-рая вызвана различием n_1 и n_2. Компенсатор состоит из двух одинаковых плоскопараллельных пластинок P_1 и P_2 (рис.), установленных в ходе лучей S_1 и S_2 и укреплённых на оси OO под углом

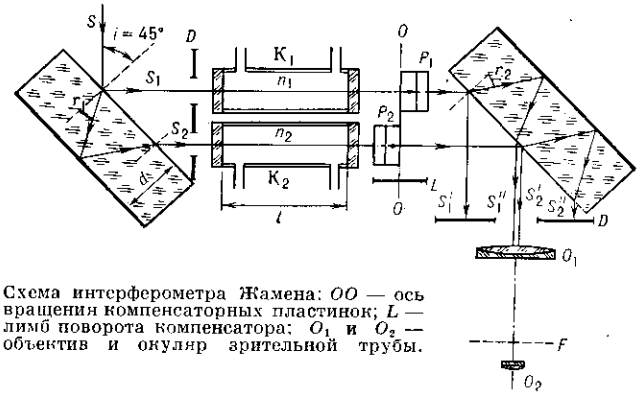


Схема интерферометра Жамена: OO — ось вращения компенсаторных пластинок; L — лимб поворота компенсатора; O_1 и O_2 — объектив и окуляр зрительной трубы.

друг к другу. Вносимая ими разность хода зависит от углов падения лучей на пластинки и может изменяться при вращении пластинок. Величина этой разности хода может быть рассчитана или проградуирована в измеряемых величинах (напр., $n_2—n_1$) и наносится на лимб L оси поворота пластинок.

Поворачивая компенсатор, приводят смещённую ахроматич. полосу на перекрестие трубы и отсчитывают величину смещения Δ. Зная Δ и l, определяют разность δn. Точность измерения δn в И. Ж. может достигать 6-го десятичного знака.

С помощью И. Ж. проводят количеств. анализ газовых смесей — определяют концентрацию нек-рых газообразных примесей, напр. метана и CO_2, в воздухе шахт (т. к. n зависит от природы газа).

Лит. см. при ст. *Интерферометр.*

В. И. Малышев.

ИНТЕРФЕРО́МЕТР ЗВЁЗДНЫЙ — интерферометр для измерения угл. размеров звёзд и угл. расстояний между двойными звёздами. Схема И. з. Майкельсона изображена на рис. (*а*). Свет от звезды попадает в объектив телескопа O, предварительно отразившись от плоских зеркал M_1—M_4, вследствие чего в изображении звезды

наблюдается интерференц. картина, аналогичная интерференции от двух щелей, расположенных на расстоянии D друг от друга. Угл. расстояние между соседними интерференц. максимумами в этой картине равно $\theta=\lambda/D$ (рис., *б*), где λ — длина волны света. При наличии двух близких звёзд, находящихся на малом угл. расстоянии φ друг от друга, в телескопе образуются 2 интерференц. картины, к-рые также смещены на угол φ и накладываются друг на друга. В зависимости от соотношения углов φ и θ видимость полос суммарной картины будет различной. Изменяя расстояние D и, следовательно, изменяя угол θ, можно добиться совмещения максимумов одной интерференц. картины с минимумами другой, в результате чего видимость полос будет наихудшей. При этих условиях $\varphi=\frac{1}{2}\theta=\lambda/2D$. Измерив D и зная λ, можно определить угл. расстояние между звёздами φ. Аналогично определяются угл. размеры одной звезды. Если звезду рассматривать как равномерно светящийся диск, то расчёт показывает, что исчезновение полос происходит при $\varphi=1{,}22\lambda/D$. Точность измерения И. з. тем больше, чем больше база D. Построен И. з., в к-ром D может достигать 18 м, что позволяет измерять угл. расстояния с точностью до 0,001″. Для измерения угловых размеров очень слабых звёзд, свет от к-рых на уровне шумов, применяют метод корреляции интенсивностей (см. *Интерферометр интенсивности*).

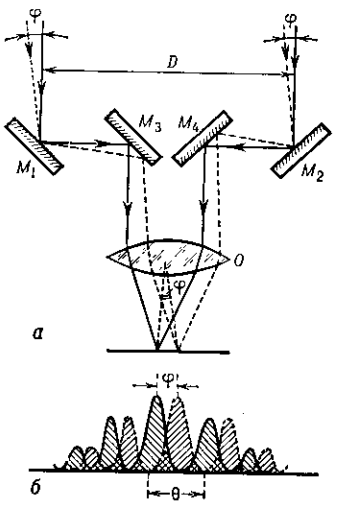


Схема звездного интерферометра.

Лит. см. при ст. *Интерферометр*. *В. И. Малышев*.

ИНТЕРФЕРО́МЕТР ИНТЕНСИ́ВНОСТИ — устройство, в к-ром измеряется коэф. корреляции интенсивности излучения, принимаемого в двух разнесённых точках. И. и. был использован вначале в оптич. измерениях и радиоастрономии для измерения видимых угл. размеров звёзд и источников космич. радиоизлучения. Такой И. и. состоит обычно из 2 телескопов, разнесённых на расстояние до неск. сотен м (рис.). Светоприёмником служит фотоэлектронный умножитель (ФЭУ) с малой инерционностью ~ 1 нс. Флуктуации тока $I(t)$ обоих ФЭУ, обусловленные шумовым характером света, перемножаются в корреляторе. Коэф. корреляции $r=(I_1-\overline{I}_1)(I_2-\overline{I}_2)/\overline{I}_1\overline{I}_2$, где черта означает усреднение по времени, является мерой угл. размера источника. Для равномерно светящегося диска коэф. корреляции связан с угл. размером θ соотношением $r(D,\theta)=4(\pi D\theta/\lambda)^{-2}J_1^2(\pi D\theta/\lambda)$, где J_1 — функция Бесселя, λ — длина волны света, D — проекция расстояния между телескопами (базы интерферометра) на плоскость, нормальную к направлению на источник. Определяя r при разл. D, можно найти отклонение измеренной зависимости $r(D,\theta)$ от рассчитанной для равномерно светящегося диска и тем самым получить информацию об истинном распределении яркости по диску. Для двойных звёзд таким способом определяют не только угл. размеры компонент, но и угл. расстояние между ними. В радиоастрономии база И. и. может составлять неск. км, вместо ФЭУ используют приёмники радиоизлучения, а перемножение производится после квадратичного детектирования. Первые измерения корреляц. ф-ции интенсивности выполнили Р. Браун (R. Brown) и Р. Твисс (R. Twiss) в 1954.

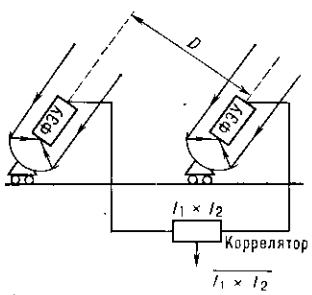


Схема интерферометра интенсивности.

Достоинством И. и. является его малая чувствительность к флуктуациям разности фаз, вызванных механич. вибрациями, атмосферной турбулентностью, нестабильностью частоты гетеродина (в радиоинтерферометре) и т. д. Однако при наличии внеш. помех (фон, шумы приёмника, квантовый шум) чувствительность И. и. по потоку излучения снижается в большей степени, чем чувствительность обычного фазового *интерферометра*, поэтому И. и. используют только для ярких источников. Из-за отсутствия информации о фазе И. и. не даёт комплексного спектра пространственных частот, необходимого для получения изображения.

И. и. позволяет оценивать корреляц. ф-ции 4-го порядка и по ним судить о статистике поля, что находит применение в лазерной физике и при исследовании сверхкоротких световых импульсов.

Лит.: Слыш В. И., Интерферометры в астрофизике, «УФН», 1965, т. 87, с. 471; Brown R., The intensity interferometer, L., 1974; Лоудон Р., Квантовая теория света, пер. с англ., М., 1976; Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Чиркин А. С., Введение в статистическую радиофизику и оптику, М., 1981. *В. И. Слыш*.

ИНТЕРФЕРО́МЕТР МАЙКЕЛЬСО́НА — двухлучевой интерферометр, оптич. схема к-рого приведена на рис. 3 к ст. *Интерферометр*. И. М. позволяет осуществлять разл. виды интерференции, широко используется в физ. исследованиях и в разл. техн. измерит. приборах для измерения длин, смещений, для исследования качества оптич. деталей, систем и т. п. С помощью И. М. впервые определена длина волны света и осуществлён *Майкельсона опыт*, доказавший независимость скорости света от движения Земли, что имело фундам. значение для спец. теории относительности. И. М. применяется также как спектральный прибор большой светосилы и высокой разрешающей способности, обладающий и рядом др. преимуществ (см. *Фурье спектрометр*, *СИСАМ*).

Лит. см. при ст. *Интерферометр*. *В. И. Малышев*.

ИНТЕРФЕРО́МЕТР РОЖДЕ́СТВЕНСКОГО — двухлучевой интерферометр, состоящий из двух зеркал M_1, M_2 и двух параллельных полупрозрачных пластин

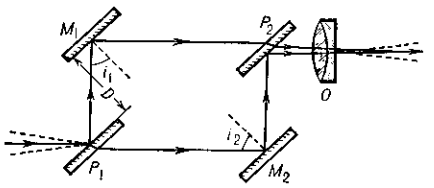


Рис. 1. Схема интерферометра Рождественского.

P_1, P_2 (рис. 1); M_1, P_1 и M_2, P_2 устанавливаются попарно параллельно, но M_1 и M_2 наклонены относительно друг друга на малый угол; расстояние $M_1P_1=M_2P_2$ и $M_1P_2=P_1M_2$. Луч света разделяется пластиной P_1 на 2 луча, к-рые после отражений от M_1, M_2 и прохождения P_2 оказываются параллельными с разностью фаз $\delta=(4\pi D/\lambda)\cdot(\cos i_1-\cos i_2)$. Поскольку δ не зависит от положения лучей на зеркалах и определяется лишь углами падения, интерференц. картина будет локализована на бесконечности (или в фокальной плоскости объектива O). Параллельному пучку лучей, падающих на И. Р., соответствует одна точка интерференц. картины, и, следовательно, для наблюдения всей картины необходим пучок конечной апертуры. Вид картины (порядок и ширина полос, их ориентация) зависит от наклона зеркал M_1 и M_2. Если, напр., ребро двугранного угла, образованного M_1 и M_2, вертикально (перпендикулярно чертежу), то даже при очень малой раз-

ности (i_1—i_2) полосы сравнительно высокого порядка (D велико) вертикальны и почти параллельны. Если же ребро двугранного угла горизонтально, то в поле зрения находятся горизонтальные полосы низкого порядка (в т. ч. нулевая), видные и в белом свете. Введение в один из пучков к.-л. прозрачного объекта, напр. пластинки, изменяет ширину, порядок и ориентацию полос: нулевая полоса не горизонтальна и появляется при нек-рой промежуточной ориентации M_1 и M_2; при очень большой толщине этой пластинки в белом свете можно видеть только очень узкие, почти вертикальные полосы, когда ребро угла между M_1 и M_2 почти вертикально.

Схема, аналогичная рис. 1, применяется в т. н. интерферометре Маха — Цендера; отличие его от И. Р. состоит в том, что попарно параллельно устанавливаются M_1, M_2 и P_1, P_2. При этом можно получить *полосы равной толщины*, если точно совместить изображения S' и S'' источника света S, образованные в двух ветвях интерферометра (рис. 2). Полосы локализованы в плоскости этого изображения, равно как и в плоскости S''', сопряжённой с S' через объектив O_2, где и ведётся наблюдение. Если в пучок лучей вблизи S' и S'' поместить оптически неоднородную среду (напр., поток воздуха), то полосы изменят свою форму, наглядно показывая распределение показателя преломления в исследуемой среде. Ширина полос зависит от угла между M_1 и P_1, увеличиваясь с его уменьшением. Если все зеркала и пластины параллельны, то в

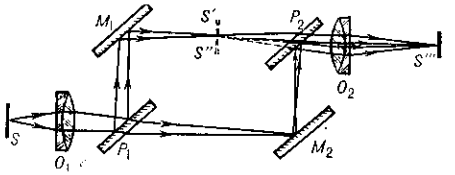


Рис. 2. Схема интерферометра Маха—Цендера.

отсутствие неоднородностей ширина полос бесконечна (интерференц. поле равномерно освещено). Введение неоднородностей приводит к появлению полос, форма к-рых соответствует кривым разных значений показателя преломления.

Особенности интерференц. картины в И. Р. и интерферометре Маха — Цендера делают их весьма чувствительными интерференционными рефрактометрами. Их осн. преимущество по сравнению с интерферометрами Рэлея и Жамена состоит в большом расстоянии между ветвями интерферометра, что позволяет вносить в пучки лучей весьма большие объекты. И. Р. используется гл. обр. при изучении аномальной дисперсии (см. *Дисперсия света*). Интерферометр Маха — Цендера применяется для исследования воздушных потоков (напр., при обтекании моделей самолётов), ударных волн при взрывах и пр.

Лит. см. при ст. *Интерферометр*. *С. Г. Раутиан.*

ИНТЕРФЕРО́МЕТР РЭЛЕ́Я (интерференционный рефрактометр) — интерферометр для измерения показателя преломления, основанный на явлении дифракции света на двух параллельных щелях. Схема И. Р. представлена на рис. в вертикальной и горизонтальной проекциях. Ярко освещённая щель малой ширины S служит источником света, расположенным в фокальной плоскости объектива O_1. Параллельный пучок лучей, выходящий из O_1, проходит диафрагму D с двумя параллельными щелями и трубки R_1 и R_2, в к-рые вводятся исследуемые газы или жидкости. Трубки имеют одинаковые длины и занимают только верх. половину пространства между O_1 и объективом зрит. трубы O_2. В результате интерференции света, дифрагирующего на щелях диафрагмы D, в фокальной плоскости объектива O_2 вместо изображения щели S образуются две системы интерференц. полос, схематически показанные на рис. Верх. система полос образуется лучами, проходящими через трубки R_1 и R_2, а нижняя — лучами, идущими мимо них. Интерференц. полосы наблюдаются с помощью короткофокусного цилиндрич. окуляра O_3. В зависимости от разности показателей преломления n_1 и n_2 веществ, помещённых в R_1 и R_2, верх. система полос будет смещена в ту или иную сторону. Измеряя величину этого смещения, можно вычислить n_1—n_2. Ниж. система полос неподвижна, и от неё отсчитывают

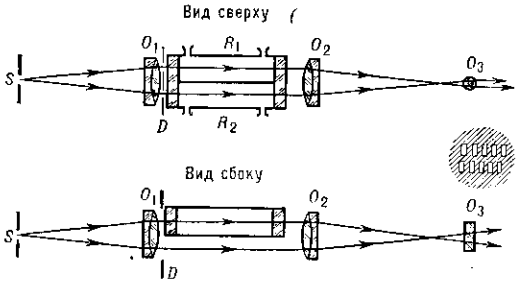


Схема интерферометра Рэлея.

перемещения верх. системы. При освещении щели S белым светом центр. полосы обеих интерференц. картин являются ахроматическими, а полосы, расположенные справа и слева от них, окрашены. Это облегчает обнаружение центр. полос.

Измерение перемещения верх. системы полос осуществляется применением компенсатора (см. *Интерферометр Жамена*), к-рый вводит между лучами, проходящими через R_1 и R_2, дополнит. разность фаз до совмещения верх. и ниж. систем полос. С помощью И. Р. достигается весьма высокая точность измерения до 7-го и даже 8-го десятичного знака. И. Р. применяется для обнаружения малых примесей в воздухе, в воде, для анализа рудничного и печного газов и др. целей.

Лит. см. при ст. *Интерферометр*.

ИНТЕРФЕРО́МЕТР ФАБРИ — ПЕРО́ — многолучевой интерференц. спектральный прибор с двумерной дисперсией, обладающий высокой разрешающей способностью. Используется как прибор с пространств. разложением излучения в спектр и фотогр. регистрацией и как сканирующий прибор с фотоэлектрич. регистрацией. И. Ф.— П. представляет собой плоскопараллельный слой из оптически однородного прозрачного материала, ограниченный отражающими плоскостями. Наиб. широко применяемый воздушный И. Ф.— П. состоит из двух стеклянных или кварцевых пластинок, расположенных на нек-ром расстоянии d друг от друга

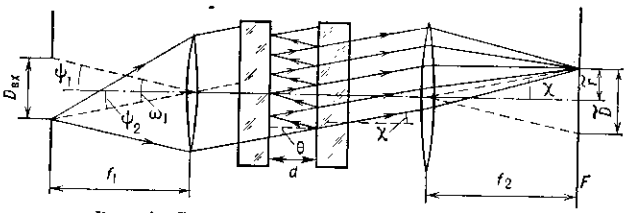


Рис. 1. Схема интерферометра Фабри—Перо.

(рис. 1). На обращённые друг к другу плоскости (изготовленные с точностью до 0,01 длины волны) нанесены высокоотражающие покрытия. И. Ф.— П. располагается между коллиматорами; в фокальной плоскости входного коллиматора устанавливается освещённая диафрагма, служащая источником света для И. Ф.— П. Плоская волна, падающая на И. Ф.— П., в результате многократных отражений от зеркал и частичного выхода после каждого отражения разбивается на большое число плоских когерентных волн, отличающихся по амплитуде и по фазе. Амплитуда когерентных волн убывает по закону геом. прогрессии, а *разность хода* между каждой соседней парой когерентных волн, идущих в данном направлении, постоянна и равна $\Delta = 2dn\cos\theta$, где n — показатель преломления среды между зеркалами (для воздуха $n=1$), θ — угол между лучом и пор-

малью к зеркалам. Пройдя через объектив выходного коллиматора, когерентные волны интерферируют в его фокальной плоскости F и образуют пространств. интерференц. картину в виде колец равного наклона (рис. 2). Распределение интенсивности (освещённости) в интерференц. картине описывается выражением $I=\tau_к B T\sigma/f_2^2$, где B — яркость источника, $\tau_к$ — коэф. пропускания объективов коллиматоров, σ — площадь сечения осевого параллельного пучка, f_2 — фокусное расстояние объектива выходного коллиматора, T — ф-ция пропускания И. Ф.— П.

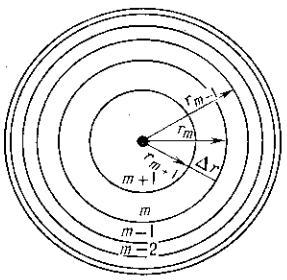


Рис. 2. Структура интерференционных полос в фокальной плоскости выходного коллиматора.

$$T=T_{макс}\,(1+\eta^2\sin^2 k\Delta)^{-1},$$

где

$$T_{макс}=\left(\frac{\tau}{\tau+a}\right)^2,\quad k=\frac{2\pi}{\lambda},$$

$\eta=2\sqrt{\rho}/(1-\rho)$, τ, ρ и a — соответственно коэф. пропускания, отражения и поглощения зеркал, причём $\tau+\rho+a=1$. Ф-ция пропускания T, а следовательно, и распределения интенсивности имеет осциллирующий характер с резкими максимумами интенсивности (рис. 3), положение к-рых определяется из условия $\Delta_{макс}=2dn\cos\theta_{макс}=\pm m\lambda$, где m (целое число) — порядок спектра, λ — длина волны. Посредине между соседними максимумами ф-ция T имеет минимумы $T_{мин}=[\tau/(1+\rho)]^2$.

Поскольку положение интерференц. максимумов зависит от угла 0 и равного ему угла χ выхода лучей из второй стеклянной пластинки, то интерференц. картина имеет форму концентрич. колец (рис. 2), определяемых из условия $\theta_{макс}=\chi_{макс}=\text{const}$, локализованных в области геом. изображения входной диаграммы $\tilde{D}=D_{вх}f_2/f_1$ (рис. 1). Радиус этих колец равен $r_m=f_2\sqrt{2(1-m\lambda/2d)}$, откуда следует, что при $m=\text{const}$ имеется однозначная зависимость между r_m и λ и, следовательно, И. Ф.— П. производит пространств. разложение излучения в спектр. Линейное расстояние между максимумами соседних колец и ширина этих колец (рис. 3) уменьшаются с увеличением радиуса, т. е. с увеличением r_m интерференц. кольца становятся уже и сгущаются. Ширина колец Δr зависит также от коэф.

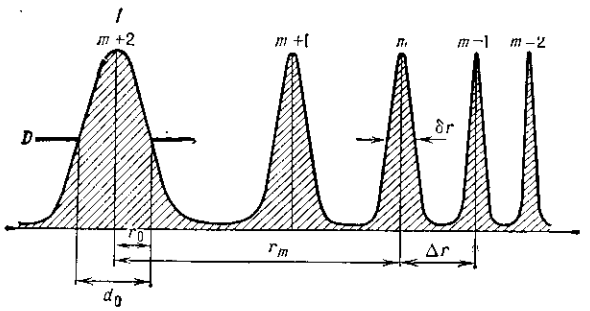


Рис. 3. Схема сечения интерференционной картины и её параметры; d_0 — диаметр выходной диафрагмы D.

отражения ρ и уменьшается с увеличением ρ. Разность квадратов радиусов соседних колец $r_m^2-r_{m+1}^2=f_2^2\lambda/d$ линейно связана с длиной волны, и потому это соотношение используется при определении разностей длин волн. Смещение максимумов пропускания И. Ф.— П. с изменением длины волны определяется угловой дисперсией $d\chi/d\lambda=-(\lambda\,\mathrm{tg}\,\chi)^{-1}$, к-рая при малых углах ($\chi\approx10^{-2}$ рад) значительно превышает угл. дисперсию призменных и дифракц. спектрометров, что является его преимуществом. Линейная дисперсия равна $dr/d\lambda=-f_2^2(\lambda r\cos^2\chi)$. Однако область дисперсии $\Delta\lambda=\lambda^2/2d\cos\chi$ обычно очень мала, в этом недостаток И. Ф.— П. Спектральная ширина *аппаратной функции* И. Ф.— П. (интерференц. максимума) определяется выражением

$$\delta\lambda=\frac{\lambda^2(1-\rho)}{2\pi\sqrt{\rho}\,d\cos\chi},$$

а теоретич. *разрешающая способность*

$$R_0=\frac{\lambda}{\delta\lambda}=\frac{6\sqrt{\rho}\,d\cos\chi}{\lambda(1-\rho)}$$

растёт с увеличением коэф. отражения ρ и расстояния между зеркалами d. Предел увеличения ρ определяется уменьшением $T_{макс}=[\tau/(\tau+a)]^2$ и дефектами изготовления плоскостей И. Ф.— П. Увеличение R_0 за счёт увеличения d ведёт к уменьшению $\Delta\lambda$. При фотогр. регистрации спектра фотопластинка устанавливается в фокальной плоскости F (рис. 1). При фотоэлектрич. регистрации в фокальной плоскости F на оптич. оси И. Ф.— П. обычно устанавливается круговая диафрагма, диаметр к-рой равен линейной ширине центр. максимума $d_0=2r_0=2f_2\sqrt{2/R_0}$. При этом поток излучения, проходящий через диафрагму и падающий на приёмник излучения, равен $\Phi=3{,}4\tau_\Phi T_{макс}B\sigma/R_и$, где $R_и$ — реальная разрешающая сила. Регистрация спектра производится плавным изменением d или n. Светосила реального И. Ф.— П. в несколько сотен раз больше светосилы дифракц. спектрометра при равной разрешающей способности, что является его преимуществом. Т. к. И. Ф.— П., обладая высокой разрешающей силой, имеет очень маленькую область дисперсии, то при работе с ним необходима предварительная монохроматизация, чтобы ширина исследуемого спектра была меньше $\Delta\lambda$. Для этой цели применяют часто приборы скрещенной дисперсии, сочетая И. Ф.— П. с призменным или дифракц. спектрографом так, чтобы направления дисперсий И. Ф.— П. и спектрографа были взаимно перпендикулярны. Иногда для увеличения области дисперсии используют систему из двух поставленных друг за другом И. Ф.— П. с разл. величиной расстояния d, так чтобы их отношение d_1/d_2 равнялось целому числу. Тогда область дисперсии $\Delta\lambda$ определяется более «тонким» И. Ф.— П., а разрешающая сила — более «толстым». При установке двух одинаковых И. Ф.— П. увеличивается разрешающая сила и повышается контраст интерференционной картины.

И. Ф.— П. широко применяются в УФ-, видимой и ИК-областях спектра при исследовании тонкой и сверхтонкой структуры спектральных линий (см. *Атомные спектры*), для исследования модовой структуры излучения лазеров и т. п. И. Ф.— П. также используется как резонатор в лазерах.

Лит.: Тарасов К. И., Спектральные приборы, 2 изд., Л., 1977; Зайдель А. Н., Островская Г. В., Островский Ю. И., Техника и практика спектроскопии, М., 1972; Малышев В. И., Введение в экспериментальную спектроскопию, М., 1979; см. также лит. при ст. *Интерферометр*.

В. И. Малышев.

ИНФОРМАТИКА — наука об общих свойствах *информации*, закономерностях и методах её поиска и получения, записи, хранения, передачи, переработке, распространения и использования в разл. сферах человеческой деятельности. Формирование И. как науки связано с появлением и развитием электронно-вычислит. техники. Опыт моделирования, построения алгоритмов и составления программ для решения конкретных научных и техн. задач на ЭВМ, согласования мощности и структуры вычислит. средств со сложностью и характером этих задач стали важнейшей частью И. Эта предметная область остаётся для И. основной и допускает более узкое и конкретное толкование термина «И.» как науки о процессах и методах обработки информации.

И. объединяет все вопросы применения вычислит. техники, стимулирует её совершенствование и определяет пути её развития.

И. включает теорию *кодирования информации*, разработку языков и методов *программирования*, матем. описание процессов обработки и передачи информации (см. *Теория информации*). Наряду с автоматизацией обычных вычислит. процессов И. развивает новые подходы к использованию ЭВМ в разл. областях, в частности экспертные системы, системы искусственного интеллекта. В физике широко применяются совр. методы и результаты И. как при матем. моделировании сложных объектов, так и в системах *автоматизации эксперимента*.

Лит.: Кибернетика. Становление информатики, под ред. И. М. Макарова, М., 1986.

ИНФОРМА́ЦИИ ТЕО́РИЯ — см. *Теория информации*.

ИНФОРМА́ЦИЯ (от лат. informatio — разъяснение, осведомление) — любые сведения и данные, отражающие свойства объектов в природных (биол., физ. и др.), социальных и техн. системах и передаваемые звуковым, графическим (в т. ч. письменным) или иным способом без применения или с применением техн. средств. С сер. 20 в. понятие «И.» стало общенаучной категорией, что было связано с введением количественной меры И., разработкой теории информации, всеобщим распространением ЭВМ, становлением *информатики*. В более узком смысле И.— содержание сообщения, рассматриваемое в процессе его передачи, восприятия и использования. Возможность быстрой передачи и автоматизированной обработки огромных информационных массивов, возникшая благодаря появлению ЭВМ и развитию средств связи, привела к становлению принципиально новых технологий во мн. областях человеческой деятельности. Появился ряд новых научных дисциплин, изучающих и обслуживающих процессы обработки И.

Важность (ценность) к.-л. информации зависит от мн. обстоятельств и, по существу, не поддаётся формализации. В то же время во мн. случаях, в к-рых применим статистич. подход к процессам получения и передачи информации, полезным оказывается введённое К. Шенноном (C. Shannon) представление о кол-ве информации, содержащемся в том или ином сообщении. Представление о кол-ве информации тесно примыкает к понятию *энтропии*. Связь между этими понятиями становится особенно содержательной, если учесть, что получение любой информации (напр., в процессе измерения к.-л. физ. величины) неизбежно связано с определ. затратами энергии и времени.

Лит.: Шеннон К., Работы по теории информации и кибернетике, пер. с англ., М., 1963; Колмогоров А. Н., Информация, БСЭ, изд. 2, т. 51, М., 1948; его же, Три подхода к определению понятия «количество информации», «Проблемы передачи информации», 1965, т. I, вып. 1; Бриллюэн Л., Наука и теория информации, М., 1960; его же, Научная неопределенность и информация, пер. с англ., М., 1966; Яглом А. М., Яглом И. М., Вероятность и информация, 3 изд., М., 1973.

ИНФРАЗВУ́К — упругие колебания и волны с частотами, лежащими ниже области слышимых человеком частот. Обычно за верх. границу инфразвукового диапазона принимают 15—40 Гц; такое определение условно, поскольку при достаточной интенсивности слуховое восприятие возникает и на частотах в единицы Гц, хотя при этом исчезает тональный характер ощущения и делаются различимыми отд. циклы колебаний. Ниж. частотная граница И. неопределённа; в настоящее время область его изучения простирается вниз примерно до 0,001 Гц. Т. о., диапазон инфразвуковых частот охватывает ок. 15 октав.

Инфразвуковые волны распространяются в воздушной и водной среде, а также в земной коре (в этом случае их наз. сейсмическими и их изучает сейсмология). К И. относятся также низкочастотные колебания крупногабаритных конструкций, и в частности транспортных средств, зданий.

Осн. особенность И., обусловленная его низкой частотой,— малое поглощение. При распространении в глубоком море и в атмосфере на уровне земли инфразвуковые волны частоты 10—20 Гц затухают на расстоянии 1000 км не более чем на неск. дб. Из-за большой длины волны на инфразвуковых частотах мало и рассеяние звука в естеств. средах; заметное рассеяние создают лишь очень крупные объекты — холмы, горы, высокие здания и др. Вследствие малого поглощения и рассеяния И. может распространяться на очень большие расстояния. Известно, что звуки извержений вулканов, атомных взрывов могут многократно обходить вокруг земного шара, сейсмические волны могут пересекать всю толщу Земли. По этим же причинам И. почти невозможно изолировать, и все звукопоглощающие материалы теряют эффективность на инфразвуковых частотах.

При теоретич. рассмотрении распространения И. в океане и атмосфере, модели к-рых представляют чаще всего в виде плоскослоистых сред, лучевая теория (см. *Геометрическая акустика*), широко используемая для звукового и УЗ-диапазонов частот, делается менее точной, а на частотах ~1 Гц практически неприменимой. На этих частотах необходимо волновое рассмотрение инфразвуковых полей и изучение *нормальных волн* в океанич. и атм. волноводах.

Естеств. источниками И. являются метеорологич., сейсмич. и вулканич. явления. И. генерируется атм. и океанич. турбулентными флуктуациями давления, ветром, морскими волнами (в т. ч. приливными), водопадами, землетрясениями, обвалами, извержением вулканов. В океане вклад в шумовое инфразвуковое поле вносят изгибные колебания и температурное растрескивание ледового покрова, в атмосфере — грозовые разряды, полярные сияния.

Источниками И., связанными с человеческой деятельностью, являются взрывы, орудийные выстрелы, ударные волны от сверхзвуковых самолётов, удары копров, акустич. излучение реактивных двигателей и др. И. содержится в шуме двигателей и технол. оборудования (дизелей, компрессоров и др.), в шуме винтов кораблей, обтекания ветром крупных сооружений. Всякий очень громкий звук несёт с собой, как правило, и инфразвуковую энергию. Характерно, что излучением И. сопровождается процесс речеобразования. Вибрации зданий, создаваемые производств. и бытовыми возбудителями, как правило, содержат инфразвуковые компоненты. Существ. вклад в инфразвуковое загрязнение среды дают транспортные шумы как аэродинамич., так и вибрац. происхождения.

Установлено, что И. с высоким уровнем интенсивности (120 дб и более) оказывает вредное влияние на человеческий организм. Ещё более вредными являются инфразвуковые вибрации, поскольку при их воздействии могут возникать опасные резонансные явления отд. органов. Мощный И. может вызывать разрушение и повреждение конструкций, оборудования. Вместе с тем И. вследствие большой дальности распространения находит полезное практическое применение при исследовании океанической среды, верхних слоёв атмосферы, для определения места извержения или взрыва, при решении разнообразных задач связи и обнаружения. Инфразвуковые волны, излучаемые при подводных извержениях, позволяют предсказать возникновение цунами.

При исследованиях И. в качестве его источника чаще всего используют взрывы, поскольку излучатели звука обычного типа на инфразвуковых частотах громоздки и малоэффективны, обладают большой реактивной мощностью. Для приёма И. применяют микрофоны, гидрофоны и геофоны, конструкция к-рых и усилит. электронная схема модифицированы применительно к относительно большим амплитудам колебаний принимаемых сигналов, низким частотам и большим выходным сопротивлениям приёмного элемента. Используются также спец. низкочастотные приёмники эл.-хим., термистерного и оптич. типа.

Лит.: Акустика океана, под ред. Л. М. Бреховских, М., 1974; Infrasound and low frequency vibration, ed. by W. Tempest, L.— [a. o.], 1976; Pimonov L., Les infra-sons, P., 1976.

И. П. Голямина.

ИНФРАКРА́СНАЯ АСТРОНО́МИЯ — область наблюдательной астрофизики, объединяющая методы и результаты исследований излучения астр. объектов в ИК-диапазоне (0,7 мкм — 1 мм). Иногда как часть И. а. выделяют субмиллиметровую астрономию (0,1—1 мм). Первым шагом в истории И. а. было открытие ИК-излучения Солнца [У. Гершель (W. Herschel), 1800].

Методы И. а. Земная атмосфера прозрачна только в отд. участках (полосах) ИК-области спектра (табл.). Поглощение обусловлено в основном водяным паром. Его концентрация быстро убывает с высотой и на высоте ~12 км прибл. в 10^3 раз меньше, чем на уровне моря. Поэтому большие возможности для И. а. открываются при установке аппаратуры на аэростатах и высотных самолётах. Наилучшие результаты даёт вывод ИК-телескопа в космос. При этом оказывается возможным полностью охладить всю его оптику и резко снизить инструментальный фон теплового излучения, к-рый также существенно ограничивает возможности наземных измерений. Первый космич. ИК-телескоп был установлен на спутнике «ИРАС» (Infra red Astronomical Sattelite; Нидерланды, США и Великобритания, 1983). Он проработал ок. года, время жизни ограничивалось запасом жидкого гелия на борту.

Потоки ИК-излучения звёзд в окнах прозрачности земной атмосферы

Фотометрическая полоса			Поток от звезды нулевой величины	Предельная величина для телескопа диаметром 1,25 м (2)
Обозначение (1)	λ_e, мкм	$\Delta\lambda$, мкм	Вт·см$^{-2}$·мкм$^{-1}$	
I	0,90	0,1	$8,3\cdot10^{-13}$	13^m
J	1,25	0,3	$3,4\cdot10^{-13}$	13^m
H	1,6	0,35	$1,37\cdot10^{-13}$	13^m
K	2,2	0,5	$4,14\cdot10^{-14}$	13^m
L	3,5	0,9	$6,38\cdot10^{-15}$	12^m
M	5,0	1,0	$1,82\cdot10^{-16}$	7^m
N	10,2	5	$9,7\cdot10^{-17}$	2^m
Q	20	10	$6,5\cdot10^{-18}$	-1^m

(1) *I*, *J* и т. д.— обозначения полос, широко применяемых в ИК-астрономии для фотометрических исследований звёзд и галактик при помощи фильтров (см. *Астрофотометрия*); они соответствуют окнам прозрачности земной атмосферы; λ_e — эффективная длина волны, $\Delta\lambda$ — ширина полосы по уровню 0,5.

(2) Время накопления сигналов 1 мин, среднеквадратичная ошибка $0,05^m$. Оценки (кроме *I*) даны по результатам измерений с *JHKLM*-фотометром и *NQ*-фотометром Южной станции ГАИШ. В *N* и *Q* возможно улучшение на $2—3^m$ при дальнейшей оптимизации конструкции фотометра (уменьшение инструментального фона). Для сравнения укажем, что в визуальной области спектра (полоса *V*, $\lambda_e=0,55$ мкм) предельная звёздная величина $\sim15^m$ при тех же условиях.

Для детального исследования в окнах прозрачности земной атмосферы отд. источников с известными координатами широко применяются наземные телескопы с ИК регистрирующей аппаратурой. На рис. 1 приведена упрощённая схема измерений, применяемая в И. а. для фотометрии источников с малыми угл. размерами (звёзд, галактик, астероидов и др.), а в табл. даны предельные звёздные величины. Зеркало $З_2$ (рис. 1) совершает периодич. колебания (частота ~20 Гц), в результате к-рых в плоскости приёмной площадки образуются два изображения звезды (А и Б), разнесённые на расстояние несколько большее, чем размеры приёмной площадки. При измерениях смещением всего телескопа на малый угол (~10″) приёмная площадка совмещается попеременно (с периодом t_0, обычно неск. десятков секунд) с изображениями А и Б, в результате чего зависимость сигнала от времени на выходе СД имеет вид кривой, показанной на рис. 1 справа внизу. При такой схеме измерений излучение звезды выделяется на фоне

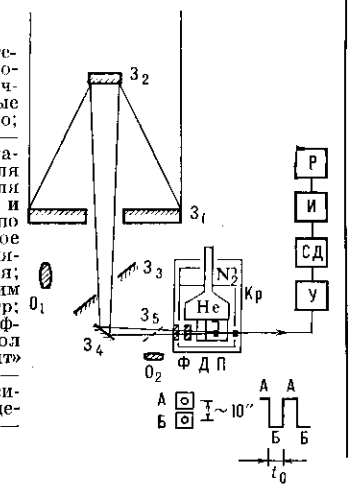


Рис. 1. Упрощённая схема телескопа с инфракрасным фотометром для исследования источников, имеющих малые угловые размеры: $З_1$ — главное зеркало; $З_2$ — вторичное зеркало; $З_3$ — плоское «диагональное» зеркало; $З_4$ — плоское зеркало для визуального наблюдения поля вокруг наблюдаемого объекта и контроля ведения телескопа по соседним звёздам; $З_5$ — плоское убирающееся зеркало с окуляром $О_2$ для точного наведения; Кр — криостат с оптическим входом; Ф — холодный фильтр; Д — система холодных диафрагм, выделяющая узкий угол (такой, что приёмник «видит» только вторичное зеркало); П — приёмник излучения; У — усилитель; СД — синхронный детектор; И — интегратор; Р — регистрирующее устройство.

потока теплового излучения прибора с наименьшими потерями. В качестве приёмников в И. а. наиб. эффективно используются фотодиоды InSb в фотовольтаич. режиме (охлаждение твёрдым азотом до 60 К) и полупроводниковые *болометры* на основе германия, легированного галлием (~2 К — жидкий гелий с откачкой).

Для изучения спектров с разрешающей силой $\lambda/\Delta\lambda\geqslant100$ в И. а. с успехом применяется *Фурье спектроскопия*. Она оказалась совершенно незаменимой при измерении спектров теплового излучения планет и Земли с борта космич. аппаратов. Примеры спектров, полученных с помощью Фурье спектрометра, приведены на рис. 2. Дана идентификация полос поглощения, принадлежащих атм. газам, а также веществу частиц облаков (H_2SO_4 — в случае Венеры). Регистрировалось излучение разл. областей планеты (характерный размер — неск. десятков км). По этим спектрам определялись вертикальный температурный профиль, содержание малых составляющих, вертикальное распределение аэрозоля в атмосферах.

Результаты И. а. В 20-х гг. 20 в. были проведены первые измерения теплового излучения Луны и планет (в диапазоне 8—13 мкм), определены темп-ры поверхности Луны, Меркурия, Марса, верх. границы облаков Венеры и Юпитера. Позднее ИК-спектры Венеры и Марса показали присутствие в их атмосферах CO_2 (к-рый оказался их осн. составляющей) и целого ряда др. газов — CO, H_2O, на Венере, кроме того, HCl и HF. При помощи наземного телескопа с Фурье спектрометром были получены спектры этих планет в диапазоне 1—2,5 мкм с разрешающей силой $\lambda/\Delta\lambda\simeq10^5$. Информативность ИК-методов исследования планет резко увеличилась с началом полётов к ним космич. аппаратов. ИК-радиометры и спектральные приборы на космич. аппаратах «Марс-3», «Марс-5», «Маринер-9», «Викинг-1,-2» (США) дали информацию о широтных и суточных вариациях темп-ры, содержания H_2O в атмосфере, а также данные о рельефе поверхности Марса. Анализ ИК-излучения Венеры по измерениям с борта её искусств. спутников «Пионер—Венера» и «Венера-15» выявил существенные широтные вариации строения *мезосферы* и облачного слоя, в т. ч. существование двух гигантских воронок (понижений верх. границы облачного слоя) в полярных широтах. Из-за большой интенсивности уходящего теплового излучения в этих приполярных областях совершенно необычным оказал-

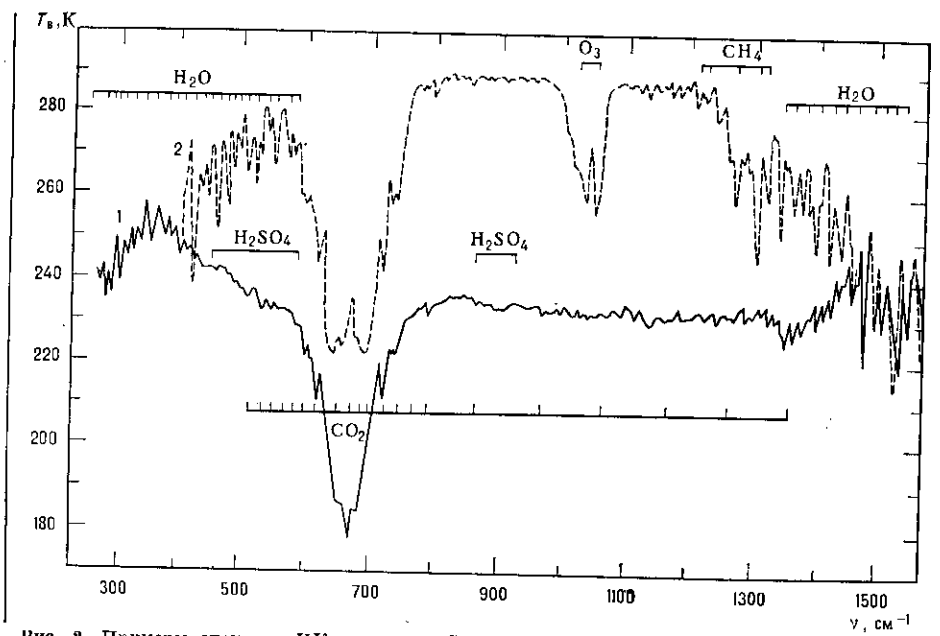


Рис. 2. Примеры спектров ИК-излучения Венеры (*1*) и Земли (*2*), полученных при помощи спектрометров Фурье, работавших на борту советских космических аппаратов «Венера-15» (1983) и «Метеор-28» (1977). По оси абсцисс волновые числа, по оси ординат — яркостная температура.

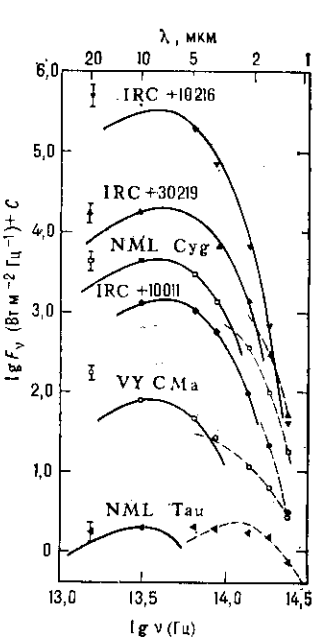


Рис. 3. Примеры распределения энергии в спектре звёзд, имеющих сильное ИК-излучение. Примеры относятся к звёздам-гигантам и сверхгигантам поздних спектральных классов с температурой фотосферы от 1800 до 2500 К, радиусы их оболочек $\sim 10^{15}$ см, а самих звёзд 10^{12}—10^{13} см.

ся тепловой баланс планеты. Фундам. результат дали измерения теплового излучения Юпитера и Сатурна: их полный поток излучения больше, чем поток энергии, получаемой от Солнца, т. е. эти планеты имеют внутр. источник энергии. На космич. аппаратах «Вега-1, -2» (СССР) во время встречи с кометой Галлея впервые были измерены спектры излучения головы кометы в околоядерной зоне, найдены полосы, принадлежащие т. н. первичным молекулам, была определена темп-ра поверхности кометного ядра.

Мн. звёзды, хорошо изученные в видимой области спектра, имеют т. н. избытки излучения в ИК-диапазоне. В нек-рых случаях почти всё изучение сосредоточено в области $\lambda > 1$ мкм (рис. 3). Его источником, как правило, является пылевое вещество в ближайших окрестностях этих звёзд (пылевые оболочки). Эти оболочки иногда бывают настолько плотными, что полностью поглощают излучение самой звезды и переизлучают его в более длинноволновом диапазоне. При этом спектр хорошо представляется единой планковской кривой, соответствующей темп-ре пылинок. Чаще звезда всё же просвечивает через оболочку, и в этом случае спектр представляется двумя приблизительно планковскими кривыми, одна из к-рых характеризует излучение оболочки, вторая — даёт распределение энергии в спектре звезды (деформированное при прохождении его через оболочку). Пылевыми оболочками обладают обычно старые звёзды, теряющие вещество (напр., красные гиганты), или молодые, окружённые остатками газопылевой среды, из к-рой они образовались. Наблюдения в ИК-диапазоне часто являются единств. способом обнаружения молодых звёзд в областях активного звездообразования из-за большого кол-ва пыли, сильно поглощающей излучение в видимом диапазоне. Формирующаяся звезда (протозвезда) на самых ранних стадиях сама по себе имеет низкую темп-ру и является объектом, излучающим в ИК-диапазоне. Наблюдения ИК-спектров холодных звёзд позволили получить принципиально новые данные об их составе (в частности, было обнаружено, что в их атмосферах имеется H_2O).

Со спутника «ИРАС» был впервые проведён обзор всего неба, в диапазоне 10—100 мкм зарегистрировано ок. 250 тыс. источников. Был обнаружен новый класс ИК-объектов — сплющенные диски ок. звёзд, имеющие характерные размеры порядка 100 а. е. и темп-ру неск. десятков кельвинов. Возможно, из таких дисков образуются планетные системы.

Нек-рые галактики и квазары также являются сильными источниками ИК-излучения. Природа его не всегда ясна. В нек-рых случаях оно может быть тепловым излучением газопылевых комплексов, а в других — синхротронным излучением. Синхротронным является также ИК-излучение Крабовидной туманности — одного из остатков сверхновых в нашей Галактике.

Лит.: Шоломицкий Г. Б., Прилуцкий О. Ф., Инфракрасная и субмиллиметровая астрономия, М., 1979; Инфракрасная и субмиллиметровая астрономия, под ред. Дж. Фацио, пер. с англ., М., 1979; Инфракрасная астрономия, под ред. Ч. Уинн-Уильямса, Д. Крукшенка, пер. с англ., М., 1983; Gezari D. Y., Schmitz M., Mead J. M., Catalog of infrared observations, NASA Reference Publication 1118, Wash., 1984.

В. И. Мороз.

ИНФРАКРАСНАЯ МНОГОФОТОННАЯ ДИССОЦИАЦИЯ молекул — распад молекул под действием резонансного лазерного ИК-излучения. Обнаружена в 1973, наблюдалась более чем для 90 разл. молекул.

Энергия одного кванта ИК-излучения (напр., для излучения CO_2-лазера $\sim 10^3$ см$^{-1}$, что соответствует $\sim$3 ккал/моль) существенно меньше энергии хим. связи ($\sim$50—100 ккал/моль). Поэтому в процессе И. м. д. молекула поглощает последовательно десятки квантов ИК-излучения. Детальная теория И. м. д., как и др. *многофотонных процессов* не разработана (вследствие отсутствия точной информации о высоковозбуждённых уровнях молекул), количеств. описание процесса проводится с помощью числ. моделирования. Энергетич. спектр молекулы условно разбивают на 3 области: дискретный спектр, где происходят когерентные многофотонные резонансные переходы; квазиконтинуум, где нелинейное взаимодействие различных типов колебаний молекулы приводит к быстрому внутримолекулярному перераспределению колебат. энергии; диссоциационный континуум, где происходит распад молекулы в соответствии со статистич. теорией.

Вероятность диссоциации β зависит от числа атомов в молекуле. Для диссоциации двухатомных мо-

лекул ИК-излучением его интенсивность I по теоретич. оценкам должна быть очень высокой — не ниже $I \sim 10^{13}$—10^{15} Вт/см², поэтому она пока не наблюдалась. Для трёхатомной молекулы наблюдаются возбуждение и диссоциация с малой β. Так, напр., для молекулы SO_2 при интенсивности излучения $I \sim 10^{11}$ Вт/см² β составляет $\sim 10^{-3}$. И. м. д. молекул с числом атомов $N = 4 \div 6$ зависит как от интенсивности I, так и от плотности энергии Ф лазерного импульса. Полная диссоциация (β=1) происходит при $\Phi \sim 10 \div 50$ Дж/см² и $I \sim 10^8$—10^9 Вт/см².

Для молекулы с $N \geqslant 6$ И. м. д. имеет близкий к пороговому характер по плотности энергии лазерного излучения, типичные значения порога составляют $\Phi \sim 10^{-1}$—10 Дж/см². В случае импульсного излучения с длительностью импульсов 10^{-9}—10^{-6} с в диапазоне $I \sim 10^7$—10^9 Вт/см² интенсивность слабо влияет на порог И. м. д. Наблюдалась И. м. д. молекулярных ионов с $N \geqslant 6$ непрерывным излучением ИК-лазера с интенсивностью излучения $I \sim 10 \div 50$ Вт/см² с таким же по порядку величины порогом по плотности энергии излучения.

Важным свойством И. м. д. является её изотопич. селективность, т. е. высокая чувствительность β к частоте ИК-излучения, позволяющая выделять молекулы, содержащие разл. изотопы определ. хим. элемента (отношение β для молекул разл. изотопного состава составляет 10^4—10^5). Эффект изотопич. селективности И. м. д. лёг в основу лазерного разделения изотопов и селективной очистки газов от молекулярных примесей. С помощью И. м. д. можно также получать высокие плотности свободных радикалов в газовой фазе, инициировать газофазные реакции, управлять положением точки равновесия этих реакций, т. е. И. м. д. является одним из перспективных методов *лазерной химии*.

Лит.: Летохов В. С., Нелинейные селективные фотопроцессы в атомах и молекулах, М., 1983; Молин Ю. Н., Панфилов В. Н., Петров А. К., Инфракрасная фотохимия, Новосиб., 1985; Multiple-photon excitation and dissociation of polyatomic molecules, ed. by C. D. Cantrell, B., 1986.

Г. А. Поляков.

ИНФРАКРА́СНАЯ СПЕКТРОСКОПИ́Я (ИК-спектроскопия) — раздел оптич. *спектроскопии*, включающий исследование, получение и применение спектров испускания, поглощения и отражения в ИК-области спектра (см. *Инфракрасное излучение*). ИК-спектры получают и исследуют в принципе теми же методами, что и соответствующие спектры в видимой и УФ-областях, но с помощью спец. спектральных приборов, предназначенных для использования в ИК-области, снабжённых обычно зеркальной фокусирующей оптикой (см. *Спектральные приборы*) и приёмниками, чувствительными к ИК-излучению (см. *Приёмники оптического излучения*). И. с. занимается гл. обр. изучением молекулярных спектров, т. к. в ИК-области расположено большинство колебат. и вращат. спектров молекул. Кроме того, в И. с. исследуются спектры излучения атомов и ионов, возникающего при переходах между близкими уровнями энергии (напр., зеемановскими подуровнями; см. *Зеемана эффект*), спектры отражения и поглощения кристаллов и др. твёрдых тел, спектры испускания ряда молекул, полупроводниковых и молекулярных лазеров и т. д.

ИК-спектры молекул возникают при переходах между колебат. и вращат. уровнями энергии. Получение и исследование молекулярных спектров испускания в ИК-области в общем случае связано с нек-рыми трудностями, т. к. при возбуждении молекул, напр. с помощью электрич. разряда или при нагревании, возможна диссоциация молекул или изменение их структуры. Лишь для достаточно химически и термически стойких молекул (обычно состоящих из небольшого числа атомов) и стабильных хим. радикалов (напр., CO, CO_2, H_2O, HCl, HF, CN, NO и т. д.) возможно возбуждение спектров излучения (такие молекулы и радикалы используют в качестве активных сред в молекулярных ИК-лазерах). ИК-спектры селективного отражения применяются гл. обр. при исследовании спектров монокристаллов, неорганич. твёрдых веществ, минералов и т. п.

Наиб. широко в И. с. применяются абсорбц. методы исследования молекулярных спектров, т. к. для получения ИК-спектра поглощения требуется лишь небольшое кол-во вещества, вещество можно исследовать в разл. агрегатных состояниях, при различных темп-рах и давлениях, растворы, твёрдые тела в разл. состояниях. Абсорбц. И. с. позволяет получать спектры поглощения окрашенных и непрозрачных в видимой области веществ, ярко люминесцирующих веществ и пр. С помощью перестраиваемых по частоте ИК-лазеров регистрируют спектры поглощения со значительно более высоким, чем в традиц. классич. методах, разрешением.

ИК-спектры поглощения образуются в результате селективного поглощения излучения при распространении в веществе ИК-излучения, когда его частота совпадает с нек-рыми собств. частотами колебаний атомов в молекулах (в случае твёрдого тела — с частотами колебаний кристаллич. решётки), а также с частотами вращения молекулы как целого. В результате селективного поглощения в непрерывном спектре ИК-излучения, прошедшего через вещество, образуются «провалы» — полосы поглощения. В общем случае молекула, состоящая из N атомов, имеет $3N - 6$ колебат. частот нормальных колебаний (при наличии симметрии нек-рые колебания вырождаются) и 3 частоты вращения. В ИК-спектрах поглощения наблюдаются только те молекулярные частоты, при к-рых в процессе колебаний происходит изменение дипольного момента, т. е. отлична от нуля производная дипольного момента p по соответствующей нормальной координате q: $dp/dq \neq 0$ (см. *Отбора правила*). Чисто вращательные полосы ИК-поглощения наблюдаются лишь для полярных молекул. Каждое вещество имеет определённый набор собств. колебат. и вращат. частот, поэтому ИК-спектр поглощения является индивидуальной характеристикой в-ва.

Измерение спектра ИК-поглощения сводится к измерению интенсивности ИК-излучения, прошедшего через вещество, в зависимости от частоты излучения ν или длины волны λ. В классич. абсорбц. И. с. излучение от источника с непрерывным ИК-спектром (рис. 1) пропускают через кювету с исследуемым веществом; прошедшее через вещество излучение направляют на входную щель монохроматора, а из выходной его щели — на приёмник излучения. Затем сигнал усиливается и измеряется или регистрируется графопостроителем в процессе сканирования. В лазерной И. с. измеряется зависимость интенсивности прошедшего через вещество излучения узкополосного ИК-лазера (чаще полупроводникового с перестраиваемой частотой) от частоты излучения лазера в процессе её перестройки.

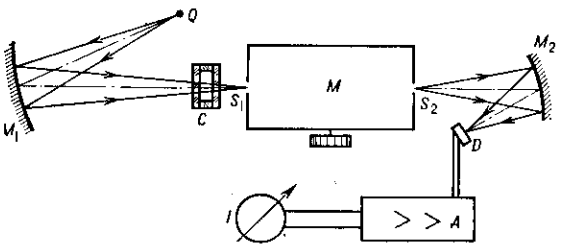


Рис. 1. Принципиальная схема однолучевого ИК-спектрометра: Q — источник непрерывного ИК спектра; M_1 — зеркало осветителя; M_2 — зеркало конденсора; C — кювета с исследуемым веществом; M — монохроматор; S_1 и S_2 — входная и выходная щели монохроматора; D — приёмник излучения; A — усилитель; I — измерительный или регистрирующий прибор.

Связь между интенсивностью $I(\nu)$ прошедшего через кювету с веществом излучения с длиной волны λ (или волновым числом ν (см$^{-1}$) $= 1/\lambda$) и величинами, характеризующими поглощающее вещество, даётся обобщённым

Бугера—Ламберта—Бера законом: $I(\nu)=I_0'(\nu)\exp\times$ $\times[-k(\nu)cd]$, где $k(\nu)$ — показатель поглощения, характеризующий поглощающее вещество, c — концентрация поглощающего вещества в растворе ($c=1$ для чистого вещества), d — толщина поглощающего слоя вещества (кюветы), $I_0'(\nu)=\beta(\nu)I_0(\nu)$, $I_0(\nu)$ — интенсивность излучения, падающего на кювету (перпендикулярно к её окнам), $\beta(\nu)$ — коэф. пропускания самой кюветы, учитывающий потери на отражение от окон кюветы. Обычно ИК-спектр поглощения представляют графически в виде зависимости от ν (или λ) величин, характеризующих только поглощающее вещество: коэф. пропускания

$$T(\nu)=\frac{I(\nu)}{I_0'(\nu)},$$

коэф. поглощения

$$A(\nu)=\frac{I_0'(\nu)-I(\nu)}{I_0'(\nu)}=1-T(\nu),$$

оптич. плотности

$$D(\nu)=\ln\frac{I_0'(\nu)}{I_0(\nu)}=\ln\frac{1}{T(\nu)}=k(\nu)\,cd,$$

и показателя поглощения

$$k(\nu)=\frac{D(\nu)}{cd}.$$

Величина $D(\nu)$ линейно связана с $k(\nu)$ и c, потому её обычно используют при количеств. анализе по спектрам поглощения. На практике закон Бугера — Ламберта — Бера также выражают в виде: $I(\nu)=I_0'(\nu)10^{-\varepsilon(\nu)cd}$, где $\varepsilon(\nu)=0{,}434\,k(\nu)$ — показатель ослабления. В этом случае

$$D(\nu)=\lg\frac{I_0'(\nu)}{I(\nu)}=\varepsilon(\nu)\,cd.$$

Закон Бугера — Ламберта — Бера справедлив при невысокой интенсивности потока падающего излучения, т. е. в том случае, когда населённость осн. уровня энергии меняется незначительно и $T(\nu)$ не зависит от величины $I_0(\nu)$. Кроме того, пучок монохроматич. излучения, проходящего через кювету, должен быть параллельным, а молекулы поглощать излучение независимо друг от друга [т. е. $k(\nu)$ не должно зависеть от c]. Последнее допущение позволяет обобщить этот закон на случай смеси из неск. поглощающих веществ: $I(\nu)=$ $=I_0'(\nu)10^{-D(\nu)}$, где $D(\nu)=\sum_j D_j(\nu)=\sum_j \varepsilon_j(\nu)c_j d$ — сумма оптич. плотностей отд. компонентов смеси. Это соотношение лежит в основе количеств. абсорбц. молекулярного *спектрального анализа* (однако в нек-рых реальных смесях оно не выполняется).

Определение $T(\nu)$ и соответственно $A(\nu)$ и $D(\nu)$ сводится к независимому последовательному измерению величин $I(\nu)$ и $I_0(\nu)$ и последующему определению $I(\nu)/I_0(\nu)=\beta T(\nu)$. Для получения величины β разработан ряд методов. Двухлучевые спектрофотометры непосредственно регистрируют отношение $I(\nu)/I_0(\nu)$.

Осн. параметры ИК-спектра поглощения — число полос поглощения, их положение (определяемое ν или λ в максимуме поглощения), ширина и форма полос, величина поглощения в максимуме. Они определяются хим. составом и структурой молекул поглощающего вещества, а также зависят от агрегатного состояния вещества, темп-ры, давления, природы растворителя (в случае растворов) и др. ИК-спектры газообразных веществ при низких давлениях, полученные с помощью спектрометров высокой разрешающей силы, имеют характерную колебательно-вращат. структуру (рис. 2) с большим числом узких вращат. линий (см. *Молекулярные спектры*). Ширина отд. компонентов вращат.

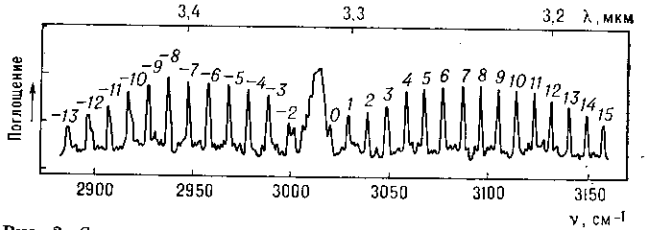


Рис. 2. Спектр поглощения газообразного метана (CH_4) (вращательно-колебательная полоса в области $\lambda=3{,}3$ мкм).

структуры составляет десятые и даже сотые доли $см^{-1}$ и увеличивается с давлением газа. Колебательно-вращат. полосы в спектрах жидкостей расширяются и сливаются в широкие, практически бесструктурные полосы, ширина к-рых составляет 5—20 $см^{-1}$ (рис. 3). Ширина полос в ИК-спектрах кристаллов несколько меньше, чем у жидкостей, что связано с упорядоченным расположением частиц в кристаллич. решётке.

ИК-спектры поглощения сложных молекул состоят из большого числа полос (часто перекрывающихся) разл. интенсивности, и потому анализ такого спектра и отнесение тех или иных полос поглощения к соответствующим валентным и деформац. *колебаниям молекул* связано с большими трудностями. Однако колебат. полосы поглощения определ. хим. связей и групп атомов, как показал опыт, имеют близкие частоты независимо от того, в состав каких молекул они входят. Пределы характеристич. частот нек-рых хим. связей и групп атомов приведены в табл. Анализ ИК-спектров поглощения с помощью ЭВМ позволяет разложить сложные перекрывающиеся полосы поглощения на отдельные составляющие, к-рые затем уже легче отнести к определ. видам нормальных колебаний молекул.

Колебательно-вращат. спектры (расположенные в основном в области 2,5—50 мкм) и чисто вращательные

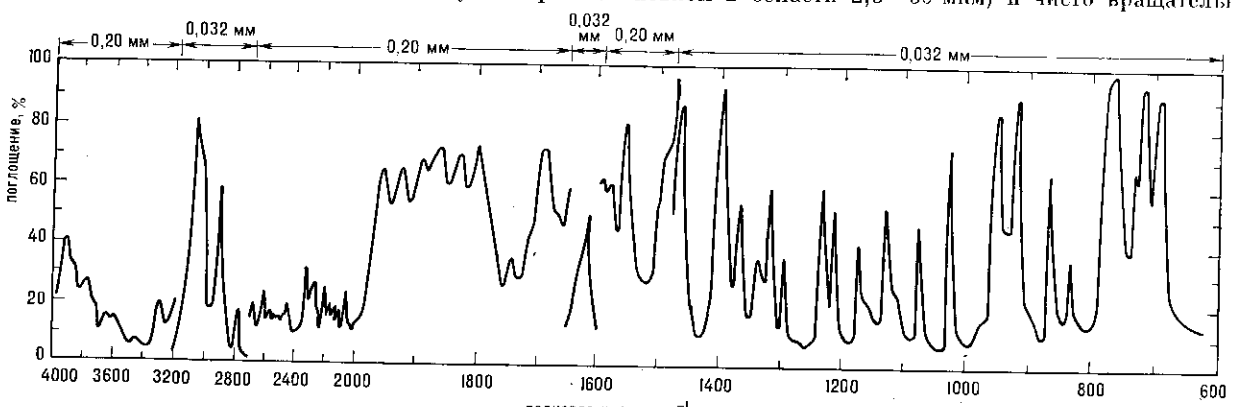


Рис. 3. Спектр поглощения жидкого индена в области 2,5—16 мкм. Сверху указаны толщины кювет, при которых получен данный участок спектра.

Тип колебания*	Атомная группа (или связь)	λ, мкм	Тип колебания*	Атомная группа (или связь)	λ, мкм
в	OH	2,66—2,98	д	OH	6,27—7,85
в	NH	2,94—3,00	д	CH_3	6,72—7,66
в	≡CH	2,95—3,04	д	CH_2	6,63—7,85
в	NH_2	2,88—3,24	в	C—C (кольцо)	6,31—7,50
в	NH_3	3,03			
в	NH_4	3,10—3,28	д	NH_4	7,00—7,40
в	CH (кольцо)	3,16—3,25	$в_с$	NO_2[N=O]	7,25—7,65
			$в_а$	SO_2 [S=O]	7,35
в	OHO	3,19—3,22	д	SH	7,76
			в	CF	8,3
в	>CH	3,16—3,51	в	C—(OH)	7,80—9,71
			д	NH_2	8,90
в	>CH	3,30	в	COC	8,91
			д	CD_3	8,66—9,51
в	$=CH_2$	3,06—3,60	д	CC=C	8,31—11,0
в	$>CH_2$	3,22—3,51	д	CD_2	9,04—10,29
			в	CCO	9,12—11,33
в	CH_3	3,15—3,69	в	CN	7,19—11,89
в	OD	3,59—3,78	$в_с$	C=C=C	9,34—11,86
в	SH	3,72—3,89	в	CNC	10,75—11,19
в	ND	4,07	д	SD	10,72
в	CD (кольцо)	4,36	в	C=S	6,57—15,22
			д	OD	8,49—17,0
в	>CD	4,43	д	CД	10,59—21,0
			в	NO	12,32
в	$=CD_2$	4,26—4,86	д	NH_2	13,35
в	CD_3	4,30—4,92	д	CN	14,04
в	C≡N	4,31—5,52	д	NO_2	15,4 —16,3
в	N≡N	4,67	д	CN_2	16,64
в	=C=O	4,37—4,88	д	N=N	16,68
в	C≡C	4,51—5,68	д	CN_3	18,65
в	=C=N	4,48	д	SO_2	19,25
в	SD	5,00—5,29	д	C=C=C	11,74—28,3
$в_а$	C=C=C	5,05—6,37	д	CCO	23,0
в	C=O	5,47—6,25	д	CC=O	23,9
в	C=N	5,94	д	CCN	24,0
в	C=C	5,48—6,60	д	CC=C	24,0
$в_а$	NO_2(N=O)	6,17—6,43	д	COC	24,15
в	N=N	6,35	д	S=C=S	25,2
д	NH_2	5,95—6,39	д	CC≡C	29,8
в	CN_2	6,77			

* в — валентное, $в_а$ — валентное асимметричное, $в_с$ — валентное симметричное колебания; д — различные формы деформационных колебаний.

нием до $\delta\nu \approx 0{,}2$ см$^{-1}$, уникальные дифракц. спектрометры — $\delta\nu \approx 0{,}02$—$0{,}05$ см$^{-1}$ и применяются для исследования спектров разреженных молекулярных газов. Разрешение *Фурье спектрометров* может достигать $\delta\nu \approx 0{,}005$ см$^{-1}$. При использовании перестраиваемых по частоте лазеров спектральное разрешение ИК-спект-

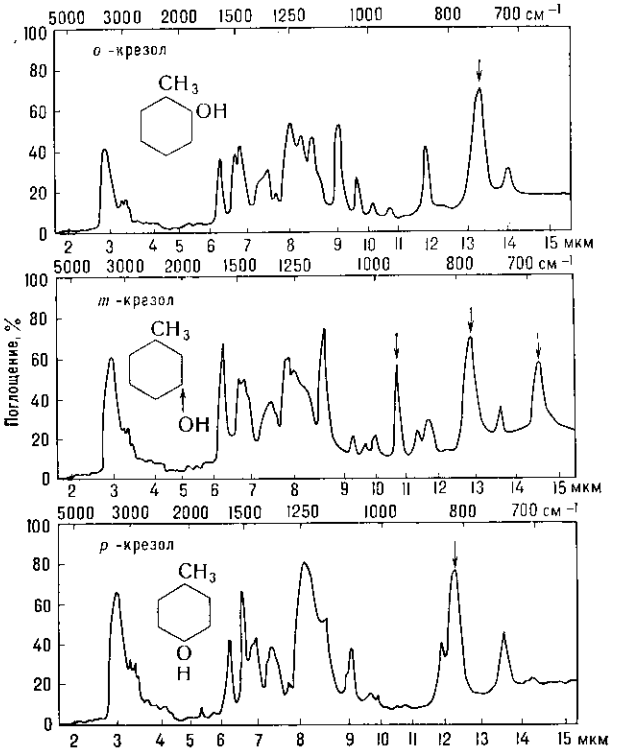


Рис. 4. Спектры поглощения *о-*, *м-* и *п*-изомеров жидкого крезола; стрелками отмечены характеристические полосы поглощения отдельных изомеров.

(в области 50—1000 мкм) и особенно спектры поглощения разреженных газов, полученные с помощью приборов высокой разрешающей силы, в т. ч. с помощью перестраиваемых лазеров, применяются для определения структуры молекул, их моментов инерции и величин дипольных моментов, энергии межатомных взаимодействий, механических коэф. ангармоничности, вращательных постоянных и пр. Характеристичность частот колебаний позволяет проводить анализ сложных органич. соединений и особенно неизвестных соединений. И. с. применяется для анализа изомеров (рис. 4, см. *Изомерия молекул*), для исследования строения полупроводниковых материалов, полимеров, биол. объектов и непосредственно живых клеток. И. с. играет большую роль в создании и изучении молекулярных ИК-лазеров. Быстродействующие ИК-спектрометры позволяют получать спектры поглощения за доли секунды и используются при изучении быстропротекающих хим. реакций. С помощью спец. спектральных приборов можно получать спектры поглощения очень малых объектов, что представляет интерес для биологии и минералогии. В случае сильно поглощающих веществ, из к-рых не удаётся создать тонкий слой, для получения спектров ИК-поглощения применяются методы *нарушенного полного внутреннего отражения* (НПВО).

Для получения ИК-спектров поглощения используется большое число разл. спектрометров. Спектрометры с призменными монохроматорами позволяют получать спектры с разрешением $\delta\nu \approx 1$—3 см$^{-1}$ и применяются лишь для исследования спектров конденсированных сред. Серийные спектрометры с дифракц. монохроматорами дают возможность получать спектры с разрешением поглощения определяется шириной линии генерации лазера; при использовании полупроводниковых лазеров оно достигает $\delta\nu \approx 10^{-3}$—$10^{-4}$ см$^{-1}$, а газовых лазеров — несколько выше, хотя при этом область перестройки частоты обычно невелика. Нек-рые ИК-спектрометры имеют встроенную мини-ЭВМ, к-рая используется при регистрации и автоматич. обработке ИК-спектров: определения частот полос поглощения, их интенсивностей и др. С 70-х гг. в И. с. получил распространение метод *фотоакустической спектроскопии* для получения ИК-спектров поглощения газов, твёрдых тел и особенно дисперсных сред.

Наиб. хорошо разработаны методы И. с. в ближней и средней ИК-области спектра, далёкая ИК-область освоена несколько хуже, но исследование ИК-спектров в этой области представляет большой интерес, т. к. в ней расположены частоты чисто вращательных переходов, а также частоты колебаний мн. кристаллич. решёток, молекул, содержащих тяжёлые атомы, межмолекулярные колебания и т. д. Развиваются методы И. с. в далёкой ИК-области спектра, использующие в качестве источников излучения лазеры и лампы обратной волны (см. *Субмиллиметровая спектроскопия*).

Лит.: Беллами Л., Инфракрасные спектры молекул, пер. с англ., М., 1957; Применение спектроскопии в химии, пер. с англ., М., 1970; Кросс А., Введение в практическую инфракрасную спектроскопию, пер. с англ., М., 1961; Прикладная инфракрасная спектроскопия. [Сб. ст.], под ред. Д. Кендалла, пер. с англ., М., 1970; Инфракрасная спектроскопия высокого разрешения. Сб. ст., пер. с франц., англ., М., 1972; Малышев В. И., Введение в экспериментальную спектроскопию, М., 1979. *В. И. Малышев.*

ИНФРАКРА́СНОЕ ИЗЛУЧЕ́НИЕ (ИК-излучение, ИК-лучи) — эл.-магн. излучение, занимающее спектраль-

ную область между красным концом видимого света (с длиной волны λ ок. 0,76 мкм) и коротковолновым радиоизлучением ($\lambda \simeq 1$—2 мм). Верх. граница И. и. определяется чувствительностью человеческого глаза к видимому излучению, а нижняя — условна, т. к. ИК-диапазон перекрывается радиодиапазоном длин волн. ИК-область спектра обычно делят на ближнюю (0,76—2,5 мкм), среднюю (2,5—50 мкм) и далёкую (50—2000 мкм). И. и. подчиняется всем законам оптики и относится к оптич. излучению.

И. и. не видимо глазом, но создаёт ощущение тепла и поэтому часто наз. тепловым. Спектр И. и. может состоять из отд. линий, полос или быть непрерывным в зависимости от испускающего его источника. Линейчатые

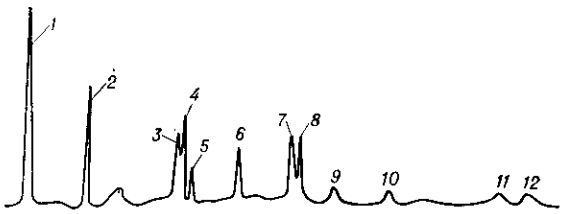


Рис. 1. Инфракрасный спектр излучения ртути. *1—12* — спектральные линии, длины волн которых в мкм равны: *1* — 1,014; *2* — 1,129; *3* — 1,357; *4* — 1,367; *5* — 1,395; *6* — 1,530; *7* — 1,692; *8* — 1,707 и 1,711; *9* — 1,814; *10* — 1,970; *11* — 2,249; *12* — 2,326.

ИК-спектры испускают возбуждённые атомы или ионы при переходах между близко расположенными электронными уровнями энергии (рис. 1; см. *Атомные спектры*). Полосатые ИК-спектры наблюдаются в спектрах испускания возбуждённых молекул, возникающих при переходах между колебат. и вращат. уровнями энергии,— колебат. и вращат. спектры (см. *Молекулярные спектры*). Колебат. и колебательно-вращат. спектры расположены гл. обр. в средней, а чисто вращательные — в далёкой ИК-области. Непрерывный ИК-спектр излучают нагретые твёрдые и жидкие тела.

Абс. и относит. доля И. и. нагретого твёрдого тела зависит от его темп-ры. При темп-рах ниже 500 К излучение почти целиком расположено в ИК-области (тело кажется тёмным). Однако полная энергия излучения при таких темп-рах мала. При повышении темп-ры доля излучения в видимой области увеличивается, тело становится тёмно-красным, затем красным, жёлтым и, наконец, при темп-рах выше 5000 К белым; при этом вместе с полной энергией излучения растёт и энергия И. и. Строгая зависимость энергии излучения нагретых тел от темп-ры существует только для *абсолютно чёрного тела*. Тепловое излучение всех диапазонов длин

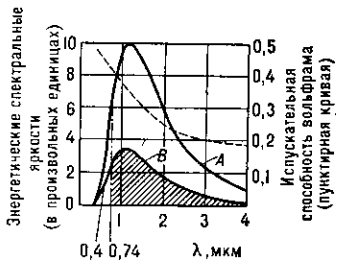


Рис. 2. Кривые излучения абсолютно чёрного тела *A* и вольфрама *B* при температуре 2450 °К. Заштрихованная часть — излучение вольфрама в ИК-области; интервал 0,4—0,74 мкм — видимая область.

волн реальных тел меньше, чем излучение абсолютно чёрного тела той же темп-ры, и может носить селективный характер. Напр., излучение накалённого вольфрама в ИК-области отличается от излучения чёрного тела больше, чем в видимой области спектра (рис. 2). Излучение Солнца близко к излучению абсолютно чёрного тела с темп-рой около 6000 °К, причём около 50% энергии излучения расположено в ИК-области. Распределение энергии излучения человеческого тела в ИК-области близко к распределению энергии чёрного излучения с максимумом при $\lambda \approx 9{,}5$ мкм.

Источники И. и. Наиболее распространённые источники И. и.— лампы накаливания с вольфрамовой нитью мощностью до 1 кВт, 70—80% излучаемой энергии к-рых приходится на ИК-диапазон (они используются, напр., для сушки и нагрева), а также угольная электрич. дуга, газоразрядные лампы, электрич. спирали из нихромовой проволоки. Для ИК-фотографии и в нек-рых ИК-приборах (напр., приборах ночного видения) для выделения И. и. применяют ИК-светофильтры. В науч. исследованиях (напр., в *инфракрасной спектроскопии*) применяют разл. спец. источники И. и. в зависимости от области спектра. Так, в ближней ИК-области (λ=0,76—2,5 мкм) источником И. и. служит ленточная вольфрамовая лампа, в средней ИК-области (2,5—25 мкм) — штифт Нернста и глобар, в области $\lambda \sim 20$—100 мкм — платиновая полоска, покрытая тонким слоем окислов нек-рых редкоземельных металлов; в далёкой ИК-области (100—1600 мкм) — ртутная кварцевая лампа высокого давления. Источниками И. и. являются нек-рые ИК-лазеры: лазер на иодимовом стекле (λ=1,06 мкм), гелий-неоновый лазер (λ=1,15 мкм и 3,39 мкм), CO-лазер ($\lambda \simeq 5{,}08$—6,66 мкм), CO_2-лазер ($\lambda \simeq 9{,}12$—11,28 мкм), лазер на парах воды ($\lambda \simeq 118{,}6$ мкм), HCN-лазер ($\lambda \simeq 773$ мкм), хим. лазер на смеси H_2 и Cl_2 ($\lambda \simeq 3{,}7$—3,8 мкм), полупроводниковые лазеры на GaAs ($\lambda \simeq 0{,}83$—0,92 мкм), InSb ($\lambda \simeq 4{,}8$—5,3 мкм), (Pb, Sn) Te ($\lambda \simeq 6{,}5$—32 мкм) и др. Многие ИК-лазеры могут работать в режиме перестраиваемой частоты излучения.

Методы обнаружения и измерения И. и. основаны на преобразовании энергии И. и. в др. виды энергии, методы регистрации к-рых хорошо разработаны. В тепловых приёмниках поглощённое И. и. вызывает повышение темп-ры термочувствит. элемента, к-рое тем или иным способом регистрируется. Тепловые приёмники могут работать практически во всей области И. и. В фотоэлектрич. приёмниках поглощённое И. и. приводит к появлению или изменению электрич. тока или напряжения. Такие приёмники в отличие от тепловых селективны, т. е. чувствительны лишь в определ. ИК-области спектра (см. *Приёмники оптического излучения*). Ми. фотоэлектрич. приёмники И. и. особенно для средней и далёкой ИК-области спектра работают лишь в охлаждённом состоянии. В качестве приёмников И. и. также используются приборы, основанные на усилении или *тушении люминесценции* под действием И. и., а также т. н. антистоксовы люминофоры (см. *Антистоксова люминесценция*), непосредственно преобразующие И. и. в видимое (люминофор с ионами Yb и Er преобразует излучение неодимового лазера λ=1,06 мкм в видимое с λ=0,7 мкм). Спец. фотоплёнки и пластинки — инфрапластинки — также чувствительны к И. и. (до λ=1,3 мкм).

Существуют также спец. приборы, к-рые позволяют путём регистрации собств. теплового И. и. получить распределение темп-ры по поверхности объекта, т. е. его тепловое (или температурное) изображение. Это т. н. тепловое изображение можно преобразовать в видимое изображение, в к-ром яркость видимого изображения в отд. точках пропорциональна темп-ре соответствующих точек объекта. Изображение, полученное в этих приборах, не является ИК-изображением в обычном смысле, т. к. даёт лишь картину распределения темп-ры на поверхности объекта.

Приборы визуализации И. и. делятся на несканирующие и сканирующие. В первых И. и. регистрируется непосредственно на фотоплёнке или люминесцентном экране, а также на экране с помощью *электронно-оптических преобразователей* (ЭОП) или эвапорографов. К сканирующим приборам относятся тепловизоры или термографы с оптико-механич. сканированием объекта. Область чувствительности ЭОП определяется чувствительностью к И. и. фотокатода и не

превышает $\lambda=1{,}3$ мкм. Эвапорографы и тепловизоры могут быть использованы в средней ИК-области, и потому они позволяют получать тепловое изображение низкотемпературных тел. Существуют также методы параметрич. преобразования И. и. в видимое излучение при смешивании И. и. с когерентным лазерным излучением в оптически нелинейных кристаллах (см. *Параметрический генератор света*).

Оптические свойства веществ в ИК-области спектра (прозрачность, коэф. отражения, коэф. преломления), как правило, значительно отличаются от оптич. свойств в видимой и УФ-областях спектра. Мн. вещества, прозрачные в видимой области, оказываются непрозрачными в нек-рых областях И. и., и наоборот. Напр., слой

Материал	$\lambda_г$ (мкм)	Материал	$\lambda_г$ (мкм)	Материал	$\lambda_г$ (мкм)	Материал	$\lambda_г$ (мкм)
Стекло	2,7	CaF_2	10	Ge (монокристалл)	15	AgCl	23
SiO_2	4	As_2S_3	12	*KCl	20	* KBr	25
Al_2O_3	5,5	BaF_2	12	Si (монокристалл)	20	* KI	31
*LiF	6	NaCl	15			TlBr, I	38
MgO	9,5					* CsBr	40
						* CsI	54

воды толщиной в неск. см непрозрачен для И. и. с $\lambda>1$ мкм (поэтому вода часто используется как теплозащитный фильтр), пластинки германия и кремния, непрозрачные в видимой области, прозрачны для И. и. (германий для $\lambda>1{,}8$ мкм, кремний для $\lambda>1{,}0$ мкм). Чёрная бумага прозрачна в далёкой ИК-области. Вещества, прозрачные для И. и. и непрозрачные в видимой области, используются в качестве светофильтров для выделения И. и.

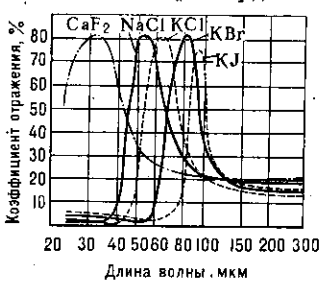


Рис. 3. Отражение инфракрасного излучения от щёлочно-галоидных кристаллов.

Поглощение И. и. для большинства веществ в тонких слоях носит селективный характер в виде относительно узких областей — полос поглощения. Нек-рые вещества, гл. обр. монокристаллы, даже при толщине до неск. см прозрачны в достаточно больших определённых диапазонах ИК-спектра. В табл. приведена длинноволновая граница $\lambda_г$ пропускания нек-рых материалов, применяемых в ИК-области спектра для изготовления призм, линз, окон и пр. оптич. деталей (материалы, помеченные звёздочкой, гигроскопичны).

Полиэтилен, парафин, тефлон, алмаз прозрачны для $\lambda>100$ мкм (пропускание более 50% при толщине 2 мм).

Отражат. способность для И. и. у большинства металлов значительно больше, чем для видимой области, и возрастает с увеличением λ И. и. (см. *Металлооптика*). Напр., коэф. отражения Al, Au, Ag, Cu в области $\lambda=10$ мкм достигает 98%. Жидкие и твёрдые неметаллич. вещества обладают в ИК-области селективным отражением, причём положение максимумов отражения зависит от хим. состава вещества. У нек-рых кристаллов коэф. отражения в максимуме селективного отражения (рис. 3) достигает больших значений (до 80%), и поэтому пластинки из таких кристаллов могут служить отражат. фильтрами для выделения определ. областей И. и. (т. н. метод остаточных лучей).

Прозрачность земной атмосферы для И. и. (так же как и для видимого и УФ-излучения) играет большую роль в процессе теплового радиац. обмена между излучением Солнца, падающим на Землю, и И. и. Земли в мировое пространство (обратное излучение Земли расположено гл. обр. в области спектра с максимумом ок. 10 мкм), а также существенна при практич. использовании И. и. (для связи, в ИК-фотографии, для применения И. и. в военном деле и т. д.). Проходя через земную атмосферу, И. и. ослабляется в результате рассеяния (см. *Рассеяние света*) и поглощения. Азот и кислород воздуха не поглощают И. и., а ослабляют его лишь в результате рассеяния, к-рое значительно меньше, чем для излучения видимого света (т. к. коэф. рассеяния $\sim\lambda^{-4}$). Пары воды, CO_2, озона и др. примеси, имеющиеся в атмосфере, селективно поглощают И. и. Особенно сильно поглощают И. и. пары воды, полосы поглощения к-рых расположены почти во всей ИК-области спектра (рис. 4). Благодаря сильному поглощению И. и. земной атмосферой лишь небольшая часть обратного И. и. Земли выходит за пределы атмосферы, т. е. атмосфера служит теплоизолирующей оболочкой, препятствующей охлаждению Земли. Наличие в атмосфере частиц дыма, пыли, мелких капель воды (дымка, туман) приводит к дополнит. ослаблению И. и. в результате рассеяния на этих частицах, причём величина рассеяния зависит от соотношения размеров частиц и длины волны И. и.

Применение ИК-излучения. И. и. находит широкое применение в науч. исследованиях, при решении большого числа практич. задач, в военном деле и пр. Исследование спектров испускания и поглощения веществ в ИК-области является дополнением к исследованиям в видимой и УФ-областях и используется при изучении структуры электронной оболочки атомов, определения структуры молекул, а также для качеств. и количеств. *спектрального анализа*. Широкое применение для изучения структуры атомов и молекул и элементного состава вещества нашли ИК-лазеры (особенно с перестраиваемой частотой; см. *Лазерная спектроскопия*).

Благодаря особенностям взаимодействия И. и. с веществом ИК-фотография имеет ряд преимуществ перед фотографией в видимом излучении. Так, в результате меньшего ослабления И. и. вследствие рассеяния при прохождении через дымку и небольшой туман и при использовании инфраплёнок и ИК-светофильтров удаётся получить ИК-фотографии предметов, удалённых на расстояние в сотни км. Фотографии одного и того же объекта, полученные в И. и. и в видимом свете, вследствие различия коэф. отражения и пропускания объекта могут значительно различаться, и на ИК-фотографии можно увидеть детали, невидимые на обычной фотографии и непосредственно глазом, что используется при фотографировании земной поверхности со спутников Земли, в ботанике, медицине, криминалистике, аэрофоторазведке и т. д. На ИК-фотографиях отд. участков неба часто можно увидеть большее число звёзд, туманностей и др. объектов, чем на обычных фотографиях. Фотографирование в И. и. можно производить и в пол-

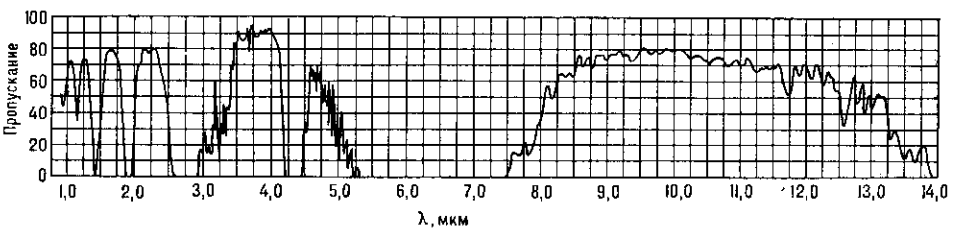


Рис. 4. Кривая пропускания атмосферы в области $\lambda=0{,}6$—14 мкм. «Окна» прозрачности в области $\lambda\simeq2{,}0$—2,5 мкм; 3,2—4,2 мкм; 4,5—5,2 мкм; 8,0—13,5 мкм. Полосы поглощения с максимумами при $\lambda=0{,}93$; 1,13; 1,40; 1,87; 2,74; 6,3 мкм принадлежат парам воды; при $\lambda=2{,}7$, 4,26 и 15,0 мкм — углекислому газу и при $\lambda\cong9{,}5$ мкм — озону.

ной темноте при облучении объектов И. и. В пром-сти И. и. используются для сушки (в т. ч. локальной) разл. материалов и изделий. На основе электронно-оптич. преобразователей, чувствительных к И. и., созданы различного рода приборы ночного видения (бинокли, прицелы и др.), позволяющие при облучении наблюдаемых объектов И. и. от спец. источников со светофильтрами вести наблюдение или прицеливание в полной темноте. Эвапорографы и тепловизоры применяются в пром-сти для обнаружения перегретых участков машин или электронных приборов, для получения температурных карт местности и т. д. Создание высокочувствит. приёмников И. и. (напр., *болометров* или охлаждаемых фотосопротивлений) позволило построить теплопеленгаторы для обнаружения и пеленгации объектов, темп-ра к-рых выше темп-ры окружающего фона (нагретые трубы кораблей, двигатели самолётов и др.), по их собств. тепловому И. и. Созданы также системы самонаведения на цель снарядов и ракет. ИК-локаторы и дальномеры позволяют обнаружить в темноте любые объекты и измерять расстояния до них. ИК-лазеры используются также для наземной и космич. связи.

Лит.: Леконт Ж., Инфракрасное излучение, пер. с франц., М., 1958; Соловьев С. М., Инфракрасная фотография, М., 1960; Оптические материалы для инфракрасной техники. [Справочник], М., 1965; Козелкин В. В., Усольцев И. Ф., Основы инфракрасной техники, 3 изд., М., 1985; Марков М. Н., Приемники инфракрасного излучения, М., 1968; Приёмники инфракрасного излучения, пер. с франц., М., 1969; Хадсон Р., Инфракрасные системы, пер. с англ., М., 1972; Ллойд Дж., Системы тепловидения, пер. с англ., М., 1978; Левитин И. Б., Применение инфракрасной техники в народном хозяйстве, Л., 1981; Гибсон Х., Фотографирование в инфракрасных лучах, пер. с англ., М., 1982.

В. И. Малышев.

ИНФРАКРА́СНЫЕ РАСХОДИ́МОСТИ в квантовой теории поля — расходимости в рамках теории возмущений амплитуд (и сечений) процессов с безмассовыми частицами, возникающие при интегрировании по области малых энергий виртуальных или реальных частиц (квантов поля). Поскольку И. р. появляются только в том случае, когда кванты имеют нулевую массу ($m_i=0$), они являются частным случаем массовых сингулярностей, к к-рым, по определению, относятся все сингулярности *Фейнмана диаграмм*, обусловленные переходом к пределу $m_i \to 0$. Задача исследования массовых сингулярностей особенно актуальна в калибровочных теориях поля [*квантовой электродинамике* (КЭД), *квантовой хромодинамике* (КХД), квантовой теории гравитации], содержащих безмассовые поля (квантами к-рых являются соответственно фотоны, *глюоны*, гравитоны), а также при анализе высокоэнергетич. асимптотики, когда входящие в лагранжиан массы частиц m_i (т. н. токовые массы) много меньше нек-рой характерной энергии $\mathcal{E}$ или передачи импульса Q (используется система единиц $\hbar=c=1$).

В КЭД и КХД И. р. возникают в том случае, когда квадраты нек-рых 4-импульсов p_i^2 равны квадратам масс соответствующих частиц (т. е., когда p_i находятся на массовой поверхности: $p_i^2=m_i^2$). Кроме того, в пределе $p_i^2 \to m_i^2 \to 0$ в интегралах по области малых углов θ, образованных направлениями импульсов двух безмассовых частиц, могут возникать т. н. коллинеарные расходимости. Они представляют собой второй важный пример массовых сингулярностей.

С формальной точки зрения появление ИК- и коллинеарных расходимостей связано с некорректностью использования теории возмущений для анализа переходов между состояниями, вырожденными по энергии ($\mathcal{E}_1=\mathcal{E}_2$), поскольку характерные для ряда теории возмущений энергетич. знаменатели ($\mathcal{E}_1-\mathcal{E}_2$) обращаются при этом в нуль. Чтобы получить конечное выражение, необходимо просуммировать по всем вырожденным состояниям как для конечной, так и для нач. стадий процесса [теорема Киношиты — Ли — Науэнберга; Т. Киношита (T. Kinoshita), 1962, Т. Ли (T. Lee), М. Науэнберг (M. Nauenberg), 1964].

Физ. причиной возникновения И. р. является то, что заряж. частица (напр., электрон в КЭД) в процессе рассеяния с необходимостью испускает низкочастотное эл.-магн. излучение. Поэтому сечение чисто упругого процесса, в к-ром не испущено ни одного мягкого кванта, равно нулю. В теории возмущений это обращение в нуль сечения является следствием экспоненцирования вкладов, обусловленных обменом мягкими виртуальными фотонами, в амплитуду рассеяния $T(p,\ p+q)$:

$$T(p,\ p+q)=T^{(0)}(p,\ p+q)\exp\left\{-\frac{\alpha}{\pi}\ln\left(-\frac{q^2}{\lambda^2}\right)\right\}, \quad (1)$$

где p — нач. импульс электрона, q — импульс, переданный электрону в процессе рассеяния, $T^{(0)}(p,\ p+q)$ — амплитуда рассеяния в *борновском приближении*, $\alpha\approx 1/137$ — константа эл.-магн. взаимодействия, λ — к.-л. параметр ИК-регуляризации (см. *Регуляризация расходимостей*), напр. фиктивная «масса» фотона. В пределе $\lambda \to 0$ в каждом порядке теории возмущений по α появляются И. р. и $T(p,\ p+q) \to 0$. Физически осмысленные результаты получаются лишь для вероятностей перехода в состояния, характеризуемые не числом безмассовых квантов, а их суммарной энергией. В этом случае уменьшение каждого из парциальных (с испусканием определ. числа фотонов) сечений при $\lambda \to 0$ компенсируется ростом числа разрешённых каналов и полное сечение в пределе $\lambda \to 0$ оказывается конечным [теорема Блоха — Нордсика; Ф. Блох (F. Bloch), А. Нордсик (A. Nordsieck), 1937].

Физ. причиной возникновения коллинеарных расходимостей является отсутствие запретов на переход безмассовой частицы в состояние с большим числом движущихся параллельно ей безмассовых частиц, имеющих суммарно те же квантовые числа. В КЭД коллинеарных расходимостей нет благодаря ненулевой массе электрона и отсутствию прямого взаимодействия фотонов друг с другом. В КХД второе из этих условий нарушается всегда (из-за самодействия глюонов), а первое — в т. н. киральном пределе (см. *Киральная симметрия*), когда массы кварков считаются равными нулю.

Коллинеарные расходимости, обусловленные нулевой массой конечных частиц, исчезают, если рассматривать сечение рассеяния в нек-рый телесный угол Ω, не фиксируя полного числа частиц в нём. Типичным примером является сечение рассеяния частицы в состояние, характеризуемое тем, что в нек-ром телесном угле Ω сосредоточена доля $(1-\varepsilon)$ полной энергии [сечение Стермана — Вайнберга; Дж. Стерман (G. Sterman), С. Вайнберг (S. Weinberg), 1977]. При $\Omega \ll 4\pi$, $\varepsilon \ll 1$ такое состояние представляет собой струю, образованную заряженной (в КХД — цветной) частицей и сопровождающим её излучением. Наличие струй можно охарактеризовать также значениями различных специально введённых параметров $j^{(k)}$ — сферичностью s (sphericity), вытянутостью T (thrust) и др., представляющих собой парциальные сечения σ_i, усреднённые с нек-рыми весами $W_i^{(k)}$:

$$j^{(k)}=\sum_i W_i^{(k)}\sigma_i \Big/ \sum_i \sigma_i. \quad (2)$$

Важным условием на веса $W_i^{(k)}$ является требование сокращения массовых сингулярностей. Только при выполнении этого условия характеристики $j^{(k)}$ слабо зависят от параметров ИК-регуляризации и стремятся к вполне определённым конечным значениям при её снятии, т. е. являются инфракрасностабильными.

Физически наиб. важным примером коллинеарных расходимостей, обусловленных нулевой массой частиц в нач. состоянии, являются расходимости, возникающие при вычислении *радиационных поправок* к сечениям жёстких *инклюзивных процессов* в рамках партонной модели адронов (см. *Партоны*). В КХД такие расходимости удаётся факторизовать, т. е. представить соот-

ветствующее сечение $\sigma(Q^2, p_1^2, \ldots, p_n^2)$ в виде произведения:

$$\sigma(Q^2, p_1^2, \ldots, p_n^2) = \sigma(Q^2, \mu^2)\,\Gamma_1(\mu^2, p_1^2)\ldots\Gamma_n(\mu^2, p_n^2), \qquad (3)$$

где $p_i^2 \to 0$, а μ^2 — фиксированный параметр размерности квадрата массы. Множитель $\Gamma_i(\mu^2, p_i^2)$, куда вошли все массовые сингулярности, связанные с i=м партоном, объединяется с «затравочной» ф-цией распределения $f_{a_i/A_i}(x)$, к-рая характеризует вероятность обнаружить внутри адрона A_i партон a_i, несущий долю x_i продольного импульса адрона. Результат такого объединения $f(x, \mu^2)$ имеет смысл ф-ции распределения партонов $F(x, k_\perp)$, проинтегрированной по области квадратов поперечных импульсов партонов $k_\perp^2 \leqslant \mu^2$. Интегрирование по $k_\perp$ и обеспечивает в данном случае суммирование по вырожденным состояниям. Факторизация (3) имеет место и в том случае, когда нек-рые из адронов A_i принадлежат конечному состоянию. При этом, однако, вместо ф-ций распределения $f_{a/A}$ возникают ф-ции фрагментации $D_{A/a}(z, \mu^2)$, характеризующие вероятность перехода партона a (с импульсом zP) в адрон A (с импульсом P).

Кроме обсуждавшихся выше типов массовых сингулярностей, существование к-рых не зависит от наличия или отсутствия в соответствующей теории *ультрафиолетовых расходимостей*, в перенормированных диаграммах Фейнмана для пропагаторов и вершинных ф-ций в КЭД и КХД могут присутствовать массовые сингулярности, появление к-рых обусловлено выбором процедуры *перенормировки*. В выражениях для физ. величин, однако, подобные «нефиз.» сингулярности отсутствуют.

Не исключено также, что в КХД существуют И. р., не «ухватываемые» стандартной теорией возмущений. Весьма популярна гипотеза о том, что именно такие И.р. ответственны за невылетание (конфайнмент) кварков и глюонов (см. *Удержание цвета*), но решающие результаты в данном направлении пока не получены.

Лит.: Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Введение в теорию квантованных полей, 4 изд., М., 1984, § 35, 45, 46, 50; Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Релятивистская квантовая теория, ч. 1, М., 1968, § 95; Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Релятивистская квантовая теория, ч. 2, М., 1971, § 114, 116, 117, 119, 147; Бъёркен Дж. Д., Дрелл С. Д., Релятивистская квантовая теория, пер. с англ., т. 1—2, М., 1978, § 29, 123.

А. В. Радюшкин.

ИОД (Iodum), I,— хим. элемент VII группы периодич. системы элементов, ат. номер 53, ат. масса 126,9045, относится к галогенам. В природе представлен стабильным ^{127}I. Электронная конфигурация внеш. электронной оболочки $5s^2p^5$. Энергии последоват. ионизаций равны 10,45, 19,10 и 33 эВ. Сродство к электрону 3,0 эВ. Значение электроотрицательности 2,6. Молекула И. двухатомна, межъядерное расстояние 0,26663 нм, энергия её диссоциации при 0 К 148,82 кДж/моль, степень диссоциации 2,8% при 1000 К, 89,5% при 2000 К.

В свободном виде И.— чёрно-серое кристаллич. вещество с фиолетовым блеском. Кристаллич. решётка орторомбич. с параметрами a=0,7250 нм, b=0,9772 нм и c=0,4774 нм. Легко испаряется с образованием фиолетовых паров, имеющих резкий запах. Плотн. твёрдого И. 4,940 кг/дм³ (20 °С), жидкого — 3,960 кг/дм³ (120 °С), $t_{пл}$=113,6 °С, $t_{кип}$=184,35 °С, уд. теплоёмкость 54,43 Дж/моль·К, теплота плавления 15,77 кДж/моль, теплота испарения 41,8 кДж/моль. Критич. темп-ра 553 °С, критич. давление 11,754 МПа (116 атм). Диэлектрич. проницаемость твёрдого И. 10,3 (23 °С), жидкого — 11,08 (118 °С). Уд. проводимость твёрдого И. $1{,}7 \cdot 10^{-7}$ Ом$^{-1}$·м$^{-1}$. В воде плохо растворим (0,3395 г/л при 25 °С), вступает с водой во взаимодействие с образованием HI, HOI. Хорошо растворим в водных растворах KI, NaI и т. п. и в большинстве органич. растворителей.

В хим. соединениях проявляет разл. степени окисления, из них важнейшие —1 (иодиды), +5 (иодаты) и +7 (периодаты). По хим. свойствам И. близок к хлору и брому, но уступает им по хим. активности.

Элементарный И. используют для получения сверхчистых Ti, Zr и др. металлов (образование летучих иодидов металлов с их последующим разложением при высокой темп-ре), для заполнения колб мощных иодных ламп. Элементарный И. и его препараты широко применяют в медицине, соединения И. используют как катализаторы и при изготовлении фото- и кинематериалов. Из искусственно полученных радионуклидов И. наиб. значение имеют ^{125}I (электронный захват, $T_{1/2}$=60,14 сут) и β^--радиоактивные ^{131}I ($T_{1/2}$=8,04 сут) и ^{132}I ($T_{1/2}$=2,28 ч), к-рые широко используются в медицине. Радионуклид ^{131}I в больших кол-вах содержится в продуктах деления.

С. С. Бердоносов.

ИОН (от греч. ión — идущий) — электрически заряженная частица, образующаяся при отрыве или присоединении одного или неск. электронов (или др. заряж. частиц) к атому, молекуле, радикалу и др. иону. Положительно заряженные И. наз. к а т и о н а м и, отрицательно заряженные — а н и о н а м и. И. обозначают хим. символом с индексом (вверху справа), указывающим знак и величину заряда — кратность И.— в единицах заряда электрона (напр., Li^+, H_2^+, SO_4^{2-}). Атомные И. обозначают также хим. символом элемента с римскими цифрами, указывающими кратность И. (напр., NI, NII, NIII, что соответствует N, N^+, N^{2+}; в этом случае римские цифры являются спектроскопич. символами Z, они больше заряда иона Z_i на единицу: $Z=Z_i+1$). Последовательность И. различных хим. элементов, содержащих одинаковое число электронов, образует изоэлектронный ряд (см. напр., *Водородоподобные атомы*). Понятие и термин «И.» (а также «катион» и «анион») введены в 1834 М. Фарадеем (M. Faraday). Для удаления электрона из нейтрального атома или молекулы необходимо затратить определ. энергию, к-рая наз. э н е р г и е й и о н и з а ц и и. Энергия ионизации, отнесённая к заряду электрона, называется *ионизационным потенциалом*. Характеристика, противоположная энергии ионизации — с р о д с т в о к э л е к т р о н у — равна энергии связи дополнит. электрона в отрицат. И. Нейтральные атомы и молекулы ионизируются под действием квантов оптич. излучения, рентг. и γ-излучения, электрич. поля при столкновениях с др. атомами, электронами и др. частицами и т. п.

И. может представлять собой как неустойчивое состояние атома, молекулы или радикала, так и быть вполне устойчивой частицей, существующей сколь угодно долго (напр., И. Na^+ в водном растворе поваренной соли NaCl очень устойчивы, т. к. координированы с молекулами воды, образующими прочную околоионную оболочку и препятствующими сближению их с Cl^-).

Молекула, содержащая неск. групп, переходящих в ионизованное состояние, наз. п о л и э л е к т р о л и т о м (напр., молекула ДНК, несущая в каждой своей повторяющейся единице отрицательно заряженную фосфатную группу PO_4^-). Нек-рые молекулы, находящиеся в растворах и кристаллах, остаются в целом электронейтральными, хотя и содержат в разл. её участках противоположно заряженные группы, их наз. ц в и т т е р и о н а м и. Так, молекула аминокислоты $H_2N—CHR—COOH$ (R — боковой радикал) переходит в цвиттерионную форму $H_3N—CHR—COO^-$, что сопровождается переносом протона с группы COOH на группу H_2N. Комплекс, состоящий из неск. нейтральных атомов или молекул и простого И. образует сложный И., наз. *кластерным ионом*.

В газах при обычных условиях образующиеся И. недолговечны, однако при высоких темп-рах и давлениях степень ионизации газа растёт с ростом темп-ры и давления и при очень высоких темп-рах и давлениях газ

переходит *в плазму*. В жидкостях, в зависимости от природы растворителя и растворённого вещества, катионы и анионы могут располагаться на практически бесконечном расстоянии друг от друга (в том случае, когда они окружены молекулами растворителя), но могут оказаться и достаточно близко друг от друга и, сильно взаимодействуя, образовывать т. н. ионные пары. Соли в твёрдом состоянии обычно образуют *ионные кристаллы*. Энергия взаимодействия атомных И. как ф-ции расстояния между ними может быть вычислена с помощью разл. приближённых методов (см. *Межмолекулярное взаимодействие*).

Уровни энергии атомных и молекулярных И. и нейтральных частиц различны и в принципе могут быть рассчитаны методами квантовой механики, как и энергии ионизации. Оптич. спектры атомных И. аналогичны спектрам нейтральных атомов с тем же числом электронов, они только смещаются в коротковолновый диапазон, т. к. длины волн спектральных линий, соответствующих квантовым переходам между уровнями энергии с различными значениями гл. квантового числа, пропорциональны квадрату заряда ядра. В спектрах И. появляются т. наз. сателлитные линии, анализ к-рых позволяет исследовать структуру и свойства *многозарядных ионов*.

Ионная компонента оказывает существенное влияние на параметры лабораторной и астрофизической плазмы. Изучение И. важно для различных областей физики и химии плазмы, астрофизики, квантовой электроники, для исследования строения веществ и т. д. И. широко используются в эксперим. исследованиях и приборах (масс-спектрометры, Вильсона камеры, ионный проектор, ионные пучки и т. д.).

Лит.: Смирнов Б. М., Отрицательные ионы, М., 1978; Пресняков Л. П., Шевелько В. П., Янев Р. К., Элементарные процессы с участием многозарядных ионов, М., 1986.

В. Г. Дашевский.

ИОНИЗАЦИОННАЯ КАМЕРА — прибор для регистрации и спектрометрии ионизирующих частиц методом измерения величины ионизации (числа пар ионов), производимой этими частицами в газе. Простейшая И. к. представляет собой два электрода, помещённых в заполненный газом объём. Конструктивно электроды могут быть выполнены в виде плоского, цилиндрич. или сферич. конденсатора. Рабочим объёмом И. к. является пространство между электродами. Частицы ионизуют газ в рабочем объёме, и образовавшиеся электроны и ионы движутся под действием пост. электрич. поля E в направлении электродов, создавая ток в цепи И. к. Ток измеряется регистрирующим устройством (рис. 1).

Величина E должна быть достаточно большой для предотвращения рекомбинации электронов и ионов. В области $E<E_1$ (рис. 2) скорость дрейфа электронов мала и часть из них рекомбинирует по дороге. В интервале $E_1<E<E_2$ все электроны достигают анода (р е-

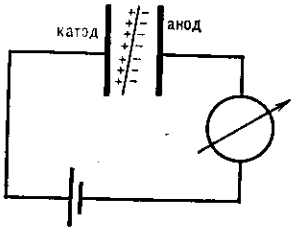


Рис. 1. Схема включения интегрирующей ионизационной камеры.

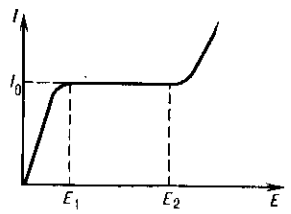


Рис. 2. Зависимость ионизационного тока I от приложенного электрического поля E.

жим насыщения), а при $E>E_2$ начинается процесс лавинного размножения ионов вблизи анода. И. к. отличается от др. газовых *детекторов* (*пропорциональных камер*, *Гейгера счетчиков* и др.) тем, что в ней не используется механизм газового усиления, т. е. размножение ионов за счёт лавинообразного процесса вблизи анода. Ток через И. к. в области насыщения I_0 пропорционален энергии $\mathcal{E}$, выделяемой ионизующей частицей в объёме И. к., т. е. потоку частиц φ, падающему на И. к.:

$$I_0 \sim \varphi e\mathcal{E}/\mathcal{E}_0,$$

где e — заряд электрона, $\mathcal{E}_0$ — энергия, затрачиваемая на образование одной электрон-ионной пары.

Режим насыщения достигается при достаточно большой скорости дрейфа электронов и ионов. Скорость увеличивают в 10—40 раз, добавляя к чистому Ar 2,5 — 30% многоатомных газов (H_2, CH_4 и др.). При работе с чистыми многоатомными газами для насыщения требуются существенно большие E.

Ионизирующие частицы могут проникать в рабочий объём И. к. через тонкие окна либо непосредственно через стенки камеры. Иногда радиоакт. источник помещают внутрь И. к. в виде тонкого слоя на поверхности электродов или вводят в виде радиоакт. примеси к газу. В др. случаях ионизирующие частицы образуются непосредственно в рабочем объёме камеры в результате ядерных реакций, идущих под действием внеш. облучения в наполняющем И. к. газе, либо в мишени на поверхности электрода [1, 2, 3].

Различают импульсные и интегрирующие И. к. Первые И. к. служат для регистрации отд. импульсов, вызываемых каждой ионизирующей частицей. Если поток частиц через И. к. достаточно велик, импульсы на выходе сливаются и через камеру протекает ток I (рис. 1), к-рый пропорционален суммарному ср. энерговыделению в И. к. в единицу времени. Интегрирующие И. к. применяются в *радиометрии* для измерения активности радиоакт. препаратов и для определения энергии излучения, поглощённой в единице массы вещества (см. *Доза*

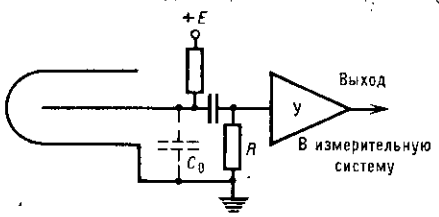


Рис. 3. Схема включения импульсной ионизационной камеры.

излучения) [2], а также для измерения и контроля интенсивности выведенных из ускорителей пучков заряж. частиц.

В импульсных И. к. длительность импульса зависит от времени дрейфа электронов и постоянной времени RC, где $C=C_к+C_у+C'$, где $C_к$ — ёмкость И. к., $C_у$ — входная ёмкость усилителя, C' — паразитная ёмкость подводящих проводов, R — эквивалентное сопротивление нагрузки. Время дрейфа зависит от состава газовой смеси, приложенного напряжения и геометрии И. к. (рис. 3).

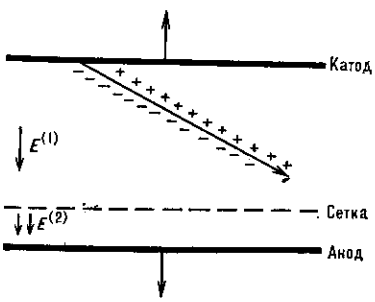


Рис. 4. Трёхэлектродная импульсная ионизационная камера.

Импульсные И. к. широко используются в ядерной физике. Возможности импульсных И. к. возросли в связи с прогрессом в технике усиления слабых сигналов, связанным с появлением малошумящих полевых транзисторов. В качестве импульсной И. к. обычно используют И. к. с сеткой (рис. 4). Рабочим объёмом является объём между катодом и сеткой. Образовавшиеся в рабочем объёме электроны под действием электрич. поля $E^{(1)}$ дрейфуют к сетке, проходят сквозь сетку, увлекае-

мые более сильным полем $E^{(2)}$, действующим между анодом и сеткой, и собираются на аноде. Собирание электронов происходит за неск. мкс. За это же время положит. ионы, обладающие в 10^3 раз меньшей подвижностью, практически остаются на месте. Сетка экранирует анод от индукц. воздействия положит. ионов. Поэтому анодный сигнал оказывается пропорциональным собранному на аноде заряду, к-рый, в свою очередь, пропорционален энергии ионизирующей частицы. Такая И. к. позволяет также определить пространств. положение следа (трека) частицы путём регистрации катодного сигнала, времени его задержки по отношению к анодному и фронта нарастания анодного сигнала. Разбивая анод на неск. частей, можно получить информацию о длине трека.

Энергетич. разрешение импульсных И. к. определяется шумом усилителя сигналов и флуктуацией числа пар ионов, образованных ионизирующими частицами фиксированной энергии (флуктуации Фано). Флуктуации Фано можно уменьшить, подбирая состав газа (He+Ar; Ar+C_2H_2 [4]). Лучшее разрешение, достигнутое в И. к. при измерении спектра α-частиц 12 кэВ (полная ширина линии на половине высоты) при энергии α-частиц $\mathcal{E}_\alpha = 5{,}5$ МэВ. При этом газ-наполнитель импульсной И. к. должен иметь высокую степень чистоты относительно эл.-отрицат. примесей (O_2, H_2O).

Импульсные И. к. применяются при исследовании *альфа-распада* ядер (измерение энергетич. спектров α-частиц, угл. α—γ-корреляций, детектирование слабых α-активностей); при исследовании *деления ядер* (измерении энергетич. и угл. распределений осколков спонтанного или вынужденного деления ядер; поиск новых спонтанно делящихся ядер [5]); при исследовании *мюонного катализа* ядерного синтеза; в спектрометрии заряж. продуктов катализируемой мюонами реакции d—d-синтеза в наполненной дейтерием И. к. высокого давления [6]; при исследовании упругого рассеяния частиц высокой энергии (спектрометрия ядер отдачи, возникающих в процессе рассеяния частиц высокой энергии на ядрах H, D или He, наполняющих рабочий объём И. к. [7]); в качестве т. н. ΔE — детектора для идентификации ядерных частиц [8].

Лит.: 1) Векслер В., Грошев Л., Исаев Б., Ионизационные методы исследования излучений, 2 изд., М.— Л., 1950; 2) Аглинцев К. К., Дозиметрия ионизирующих излучений, 2 изд., М., 1957; 3) Wilkinson D. H., Ionization chambers and counters, Camb., 1950; 4) Alkhazov G. D., Komar A. P., Vorob'ev A. A., Ionization fluctuations and resolution of ionization chambers and semiconductor detectors, «Nucl. Instr. and Meth.», 1967, v. 48, p. 1; 5) Ivanov M. P. и др., Study of ^{238}U spontaneous fission using a double ionization chamber, там же, 1985, v. A234, p. 152; 6) Balin D. V. и др., Experimental investigation of the muon catalyzed dd-fusion, «Phys. Lett.», 1984, v. 141 B, N 3/4, p. 173; 7) Burq J. P. и др., Soft π^-p and pp elastic scattering in the energy range 30 to 345 GeV, «Nucl. Phys.», 1983, v. B217, p. 285; 8) Fulbright H. W., Ionization chambers, «Nucl. Instr. and Meth.», 1979, v. 162, N 1/3, p. 21.

А. А. Воробьев, Г. А. Королев.

ИОНИЗАЦИО́ННАЯ НЕУСТО́ЙЧИВОСТЬ — наиболее распространённая неустойчивость низкотемпературной неизотермич. плазмы, возникающая при возрастании флуктуаций джоулева нагрева электронной компоненты и, следовательно, дальнейшего усиления ионизации. Превышение флуктуаций нагрева над потерями энергии в электрон-атомных столкновениях реализуется при наличии ступенчатой *ионизации*. Дополнит. джоулева диссипация создаётся в плазме токами, связанными с неоднородностями проводимости. Механизм её возрастания в областях с повыш. концентрацией связан с *Холла эффектом*. И. н. появляется, если параметр Холла β превышает нек-рое критич. пороговое значение $\beta_к \simeq 1$. Характерное время развития И. н. плазмы $\tau_и \simeq \simeq I n_e \sigma / j^2$, где n_e — концентрация электронов, I — энергия ионизации, σ — проводимость, j — плотность тока. Ниже порога возникновения И. н., $\beta < \beta_к$, ср. эфф. проводимость плазмы $\sigma_{эфф} \simeq$ const, а ср. эфф. параметр Холла $\beta_{эфф} \simeq (\omega\tau)_e$, где ω — циклотронная частота электронов, $1/\tau$ — ср. частота электрон-атомных столкновений. Выше порога возникновения И. н. в плазме появляются ионизац. колебания. С увеличением магн. поля их спектр расширяется, структура плазмы становится нерегулярной и она переходит в состояние ионизационной турбулентности. Принципиальное отличие ионизац. турбулентности от гидродинамической связано с тем, что она развивается в первоначально однородной плазме и на неё не оказывают влияние внеш. геом. масштабы. В плазме с ионизац. турбулентностью самопроизвольно меняются в пространстве и во времени степень ионизации, электрич. поля и токи, причём движением вещества за время развития турбулентности можно пренебречь. Электропроводность турбулентной плазмы практически не зависит от частоты столкновений электронов. И. н. часто возникает в МГД-генераторах.

Лит.: Velikhov E. P., Golubev V. S., Dykhne A. M., Physical phenomena in a low-temperature nonequilibrium plasma and in MHD generators with non equilibrium conductivity, «Atom. Energy Rev.», 1976, v. 14, p. 325; Недоспасов А. В., Физика МГД-генераторов, «УФН», 1977, т. 123, с. 333.

Г. Л. Юдин.

ИОНИЗАЦИО́ННОЕ РАВНОВЕ́СИЕ — стационарное состояние ионизованного газа (*плазмы*), при к-ром каждой кратности ионизации соответствует вполне определённая доля полного числа атомных частиц. И. р. устанавливается в стационарных условиях за счёт баланса совокупности прямых и обратных процессов — *ионизации* и *рекомбинации ионов и электронов*. В большинстве лаб. и астрофиз. источников плазмы И. р. определяется гл. обр. столкновениями атомов и ионов с электронами. В этом случае взаимно обратными процессами являются: 1) ионизация электронным ударом (процесс указан стрелкой слева направо) и трёхчастичная безызлучат. рекомбинация (стрелка справа налево):

$$e + A_{Z-1} \rightleftarrows A_Z + 2e; \qquad (1)$$

2) радиац. двухчастичная рекомбинация (стрелка слева направо) и фотоионизация:

$$e + A_Z \rightleftarrows A_{Z-1} + h\nu \qquad (2)$$

(e — электрон; A_Z — ион с зарядом Z; ν — частота излучаемого фотона). Радиац. двухчастичная рекомбинация включает в себя прямую излучат. рекомбинацию, при к-рой избыток энергии уносится фотоном, и диэлектронную рекомбинацию — резонансный процесс, в к-ром избыток энергии идёт на возбуждение иона A_Z и электрон захватывается на к.-л. уровень, а затем уже ион A_{Z-1} испускает фотон (подробнее см. *Диэлектронная рекомбинация*). Процесс фотоионизации (2, стрелка справа налево) включает соответственно прямую ионизацию и возбуждение *автоионизационных состояний*. Вероятность процессов фотоионизации пропорциональна плотности фотонов, а т. к. в обычных условиях без наличия мощных внеш. источников излучения с частотой выше пороговой она мала, то в большинстве случаев фотоионизацией в балансе процессов ионизации и рекомбинации можно пренебречь.

Вероятности процессов ионизации электронным ударом и радиац. рекомбинации пропорциональны плотности электронов n_e, а вероятность трёхчастичной ионизации пропорциональна n_e^2.

Обычно в стационарной плазме баланс процессов ионизации и рекомбинации приводит к И. р., описываемому след. системой ур-ний:

$$n_{Z-1} n_e C^i_{Z-1} = n_Z n_e \varkappa_Z + n_Z n_e^2 R_Z, \qquad (3)$$

где n_Z — плотность ионов с зарядом Z; C^i_{Z-1} — ср. скорость ионизации иона A_{Z-1} электронным ударом; $\varkappa_Z$ — скорость радиац. рекомбинации с образованием иона A_{Z-1}; R_Z — скорость трёхчастичной рекомбинации с образованием иона A_{Z-1}. [Указанные скорости соответствуют сечениям процессов (1) и (2), усреднённым по распределению электронов по скоростям, к-рое предполагается максвелловским.]

Как видно из (3), в И. р. плазмы в зависимости от её плотности будет преобладать тот или иной тип рекомбинации.

При высокой электронной плотности трёхчастичная безызлучат. рекомбинация [второй член в правой части (3)] преобладает над радиац. рекомбинацией. В этом случае И. р. обусловлено балансом двух взаимно обратных процессов (1). Использование связи между C_{Z-1} и R_Z, вытекающей из принципа детального равновесия (см. *Детального равновесия принцип*), приводит тогда к известной *Саха формуле*, определяющей n_Z для низкотемпературной плазмы. Однако для высокотемпературной плазмы ($T \geqslant 10^6$К), содержащей многозарядные ионы ($Z \geqslant 10$), этот случай соответствует электронной плотности $n_e > 10^{23}$ см$^{-3}$, превышающей даже плотность твёрдого тела. Обычно же плотность высокотемпературной плазмы на несколько порядков меньше и в ней реализуется противоположная ситуация: преобладают процессы радиац. рекомбинации (при $n_e \approx 10^{21}$ см$^{-3}$ и ниже), а второй член правой части (3) становится несущественным. Действительно, в случае «обычных» плотностей плазмы вероятность столкновения трёх частиц намного меньше, чем двух, а в случае низких плотностей трёхчастичная рекомбинация — редкое событие и И. р. определяется балансом ударной ионизации и двухчастичной рекомбинации. Это хорошо реализуется в условиях солнечной короны ($n_e \sim 10^{14}$ см$^{-3}$), поэтому такое И. р. получило назв. коронального предела. Обозначив

$$p_Z = \frac{C_Z^i}{\varkappa_Z}, \quad q_Z = \frac{n_Z}{\sum_j n_j}, \qquad (4)$$

получим из (3) в случае коронального предела выражение для относит. концентраций ионов:

$$q_Z = \frac{\prod_{j=0}^{Z} p_j}{\sum_j \prod_{k=0}^{j-1} p_k}, \quad p_0 = 1. \qquad (5)$$

Относит. концентрация ионов не зависит (в явном виде) от плотности электронов. Пример расчёта И. р. для ионов кислорода в этом случае дан на рис. 1. Каждая

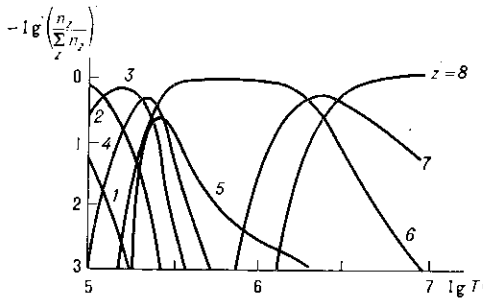


Рис. 1. Относительные концентрации ионов кислорода с различным зарядом ($z = 1 \div 8$) в зависимости от температуры при малых значениях плотности электронов (корональный предел).

кривая относит. концентрации при $Z > 1$ сначала растёт с ростом темп-ры за счёт ионизации ионов с $Z' < Z$, а затем убывает при дальнейшем росте T за счёт ионизации ионов более высокой кратности.

При плотности $n_e > 10^{14}$ см$^{-3}$ также можно использовать результат (5), при этом, однако, относит. концентрации ионов уже имеют определ. зависимость от плотности электронов. Она вызвана столкновениями электронов с рекомбинирующими ионами в процессе диэлектронной рекомбинации, что приводит к появлению зависимости величины $\varkappa_Z$ от n_e в (4), т. е. к отклонению от чисто коронального предела. На рис. 2 сопоставлены эксперим. и теоретич. результаты для относит. концентраций ионов железа, образующихся в плазме ($T_e \sim 1{,}3 \cdot 10^6$ К) при фокусировке лазерного излучения на поверхность твёрдого тела [2]. Точки — эксперим. данные. Пунктирная кривая — расчёт в пренебрежении зависимостью скоростей диэлектронной рекомбинации от плотности электронов. Сплошная кривая вычислена с учётом зависимости скоростей диэлектронной рекомбинации от плотности электронов при $n_e = 10^{20}$ см$^{-3}$.

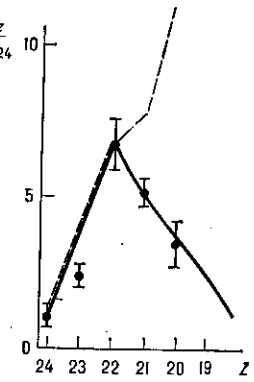


Рис. 2. Относительная концентрация ионов железа в лазерной плазме.

Приведённые результаты относятся к пространственно однородной плазме. При отклонении от однородности в И. р. необходимо учитывать ряд дополнит. факторов. К ним относятся: граничные эффекты, температурная неоднородность плазмы, наличие *кластерных ионов*; в плазме с магн. удержанием — явление диффузии. Сдвиг И. р. может осуществляться и за счёт хим. неоднородности низкотемпературной плазмы. Во всех перечисл. случаях приведённые выше результаты могут применяться в качестве нач. приближения при анализе кинетики плазмы.

Лит.: 1) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, 3 изд., ч. 1, М., 1976; 2) Beigman I. L. и др., On the ionization equilibrium in hightemperature plasmas, «Phys. Ser.», 1981, v. 23, p. 236.

Л. П. Пресняков.

ИОНИЗАЦИО́ННЫЕ ВО́ЛНЫ — области с повыш. концентрацией заряж. частиц, обычно отделённые от слабо ионизованной или неионизованной среды узкой поверхностью раздела — фронтом волны. Фронт И. в. представляет собой переходную область, в пределах к-рой происходит резкий скачок концентрации заряж. частиц. Структура волны определяется процессами *ионизации* и переноса частиц и энергии. И. в. могут быть как единичными, так и периодическими (т. н. *страты*), стационарными и движущимися. И. в. наблюдаются в газе, жидкости и твёрдом теле. При электрич. пробое жидкости обычно происходит сначала превращение её в газ, а затем по нему распространяется волна ионизации.

Характерная особенность И. в. заключается в том, что их возникновение и распространение связаны не с перемещением вещества (как это имеет место в упругих волнах), а с перемещением области интенсивной ионизации. Так, напр., локальное возмущение плотности ионов или электронов в плазме ведёт к возникновению *пространственного заряда* и появлению локального электрич. поля, меняющего, в свою очередь, ср. энергию электронов. В связи с этим меняется скорость ионизации и, соответственно, концентрация заряж. частиц. Вся эта цепь процессов ведёт к распространению возмущения, причём возможно чередование положит. и отрицат. отклонений объёмной плотности электронов и др. параметров плазмы от однородного состояния.

И. в. по характеру физ. явлений в переходной области и механизму перемещения во мн. случаях близки к волнам горения и детонации в газовой динамике и отличаются от них механизмом подвода необходимой для ионизации энергии. В волнах горения и детонации источником энергии является энергия хим. реакции, идущая в основном на нагрев и разгон (в волне детонации) газа. В И. в. энергия подводится извне и затем тратится на нагрев и ионизацию газа, а разгона среды обычно не происходит.

Способы подвода энергии очень разнообразны: напр. непосредственное ускорение электронов внеш. электрич. полем до энергий, достаточных для ударной ионизации, лазерное или др. ионизирующее излучение и т. п. Различны и механизмы перемещения фронта ионизации: дрейф в электрич. поле, теплопроводность (электронная

или турбулентная), диффузия (электронная, амбиполярная, турбулентная), перенос излучения и т. п. В зависимости от рода газов, внеш. электрич. и магн. полей и границ системы весьма разнообразны кинетика процессов ионизации и рекомбинации и характер переноса. Отсюда вытекает и разнообразие типов И. в., их свойств, скоростей и направлений их движения. Существуют И. в. с фазовой скоростью, направленной противоположно групповой (т. н. обратные волны); прямые И. в. с фазовой скоростью, большей или меньшей, чем групповая; И. в., направленные в сторону электрич. поля и против него. Периодич. И. в. (страты) наблюдаются в плазмах разнообразного состава при давлениях от 10^{-2} мм рт. ст. до десятков атмосфер. Скорости распространения И. в. также могут меняться в широком диапазоне от нулевой (стоячие страты) до скоростей, близких к скорости света. Так, напр., распространение И. в., в к-рых электрич. поле направлено по нормали к плоской поверхности фронта ионизации (продольное электрич. поле), а электроны поступают в область перед фронтом за счёт диффузии, происходит со скоростью $v_ф$, определяемой в простейшем случае соотношением:

$$v_ф = (1 + kT_e/\mathcal{E}_и)\,\mu_e E_0.$$

Здесь T_e — темп-ра электронов перед фронтом И. в., μ_e — их подвижность, $\mathcal{E}_и$ — энергия ионизации, E_0 — характерное значение напряжённости электрич. поля, определяемое структурой волны. Скорость движения И. в. по холодному газу в поперечном электрич. поле $E_\perp$ оценивается из выражения: $v_ф = (kT_e/\mathcal{E}_и)^{3/2}\sqrt{kT_e/m_e}$. Здесь $T_e(E_\perp)$ — темп-ра электронов за фронтом волны, определяемая из баланса энергии электронов в приложенном поле $E_\perp$, m_e — масса электрона.

Наряду с волнами ионизации, движущимися по холодному газу, существуют т. н. волны вторичного пробоя, распространяющиеся по каналу слабоионизов. газа. Такие волны наблюдаются в возвратном ударе молнии и в экспериментах по наносекундному пробою газа в длинных трубках. Перемещение волн вторичного пробоя связано с перераспределением электрич. поля, обеспечивающего ионизацию. Во фронте ионизации таких волн концентрация заряж. частиц может возрастать на порядки. Скорость волн вторичного пробоя может быть близка к скорости света и оценивается по ф-ле: $v_ф = K\alpha\mu_e\varphi$, где α — первый коэф. Таунсенда (см. *Электрические разряды в газах*), φ — электрич. потенциал, K — численный коэф., определяемый тонкой структурой волны. Обычно скорость волн вторичного пробоя обратно пропорц. давлению. Существуют И. в., движущиеся в электрич. поле по поверхности диэлектрика *(скользящий разряд)*.

На характер перемещения И. в. может влиять магн. поле, меняя коэффициенты переноса. Так, напр., в замагнич. неравновесной плазме инертных газов с добавкой (присадкой) щелочных металлов при развитии ионизац. неустойчивости возникают т. н. магн. страты, природа к-рых связана с анизотропией флуктуаций джоулева тепловыделения, переноса тепла и процессов ионизации. В такой плазме в маги. поле наряду с И. в., движущимися по холодному газу, могут существовать также волны ионизации и рекомбинации присадки, перемещающиеся по частично ионизованному газу, по к-рому протекает электрич. ток. Для таких волн из-за *Холла эффекта* ток может течь не параллельно фронту волны, и суммарная скорость перемещения И. в. в этом случае вызывается как теплопроводностью (диффузией), так и конвективными механизмами. Если бы конвективная скорость носителей была постоянной перед фронтом и за ним, то скорость движения И. в. складывалась бы из скорости движения фронта и конвективной скорости носителей. Но конвективные скорости за фронтом ионизации и перед ним различны, т. к. нелинейно зависят от концентрации носителей. Если под действием диффуз. механизма волна всегда стремится распространяться в сторону более низкой концентрации, то при наличии конвекции носителей результирующая скорость может быть направлена как в сторону увеличения концентрации (тогда наблюдается волна рекомбинации присадки), так и в сторону понижения концентрации (волна ионизации присадки).

Лит.: Недоспасов А. В., Страты, «УФН», 1968, т. 94, с. 439; Пекарек Л., Ионизационные волны (страты) в разрядной плазме, там же, с. 463; Недоспасов А. В., Хаит В. Д., Колебания и неустойчивости низкотемпературной плазмы, М., 1979; Ланда П. С., Мискинова Н. А., Пономарев Ю. В., Ионизационные волны в низкотемпературной плазме, «УФН», 1980, т. 132, с. 601; Руткевич И. М., Синкевич О. А., Волны и неустойчивости в низкотемпературной плазме, в кн.: Итоги науки и техники, сер. «Механика жидкости и газа», т. 14, М., 1981.

О. А. Синкевич.

ИОНИЗАЦИОННЫЕ ПОТЕ́РИ — потери энергии заряженной частицей при прохождении через вещество, связанные с возбуждением и ионизацией его атомов. Удельные И. п. $(-d\mathcal{E}/dx)$, где $\mathcal{E}$ — кинетич. энергия частицы, называют тормозной способностью вещества. Они определяются как ср. энергия, потерянная частицей на единице длины пути. И. п. являются частью (для частиц тяжелее электрона преобладающей) общих электромагнитных потерь энергии, включающих также *радиационные потери*, *Черенкова — Вавилова излучение* и *переходное излучение*. И. п. складываются из дискретных порций передач энергии атомам среды в отдельных столкновениях. В результате энергия частицы монотонно уменьшается, что приводит к её торможению, а при большой толщине вещества (или малой $\mathcal{E}$) и к полной остановке.

Различают полные, ограниченные и вероятные И. п. Полные И. п. отвечают любым передачам энергии в отдельных элементарных актах столкновений вплоть до максим. кинематически возможного предела $T_{макс}$. Полные удельные И. п. заряженных частиц тяжелее электрона (в г/см^2) даются ф-лой Бете—Блоха:

$$-\frac{d\mathcal{E}}{dx} = A_0\frac{z^2}{\beta^2}\frac{Z}{A}\left[\ln\frac{2mc^2\beta^2\gamma^2T_{макс}}{I^2} - 2\beta^2 - U - \delta\right]. \quad (1)$$

Здесь $A = 0{,}1536$ МэВ г$^{-1}$ см^2, z — заряд частицы в ед. заряда электрона, $\beta = v/c$ (v — скорость частицы), $\gamma = (1-\beta^2)^{-1/2}$ — лоренц-фактор, Z и A — атомный номер и массовое число вещества, m — масса электрона, I — ср. ионизационный потенциал, U — поправка, учитывающая связь атомных K и L-электронов, существенная при малых β, δ — поправка на поляризацию среды эл.-магн. полем частицы при $\beta \to 1$ (т. н. эффект плотности). В случае электронов и позитронов формула (1) усложняется, так как учитывает тождественность налетающего и атомных электронов и др. При высоких энергиях полные удельные И. п. имеют минимум (при $\gamma = 3$—4) и далее испытывают логарифмический релятивистский подъём, к-рый замедляется (но не прекращается) начиная с $\gamma \simeq I/\hbar\omega_п$ ($\omega_п$ — плазменная частота среды), где вступает в действие поправка на эффект плотности. Полные удельные И. п. слабо зависят от состава вещества и в минимуме И. п. близки к 2 МэВ г$^{-1}$ см^2 (рис. 1). Именно они определяют ионизационный пробег тяжёлых частиц в веществе:

$$R = \int_0^{\mathcal{E}} d\mathcal{E}\,(-d\mathcal{E}/dx).$$

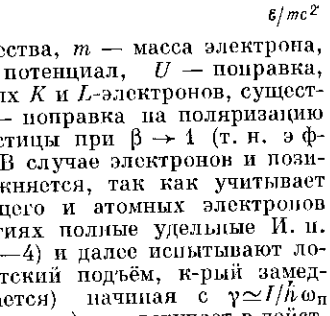


Рис. 1. Полные удельные ионизационные потери энергии быстрых заряженных частиц тяжелее электрона в воздухе, Al, Pb.

Ограниченные удельные И. п. отвечают ограничению передач энергии в соударениях значением $T_0 < T_{макс}$. Ограничение связано с условиями наблюдения, напр. с ограничением пробега электронов ионизации в трековом детекторе шириной следа. Ограниченные удельные И. п. для всех частиц описываются выражением, сходным с (1) с заменой $T_{макс}$ на T_0, а $-2\beta^2$ на $-\beta^2$, к-рое

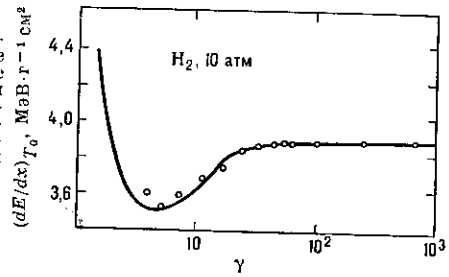


Рис. 2. Ограниченные удельные ионизационные потери энергии быстрых заряженных частиц в водороде при давлении 10 атм (T_0=0,12 МэВ).

справедливо при $T_0 \gg I_K$, где I_K — ионизационный потенциал K-оболочки атома. При высоких энергиях релятивистский рост ограниченных удельных И. п. прекращается начиная с $\gamma \simeq I/\hbar\omega_п$, и они выходят на т. н. плато Ферми (рис. 2). К ограниченным И. п. близко понятие линейной передачи энергии (ЛЭП), используемое в дозиметрии ионизирующих излучений.

И. п. испытывают заметные флуктуации, к-рые складываются как из пуассоновых флуктуаций числа столкновений заряженной частицы, так и разброса передач энергии в каждом отдельном соударении (рис. 3). Форма

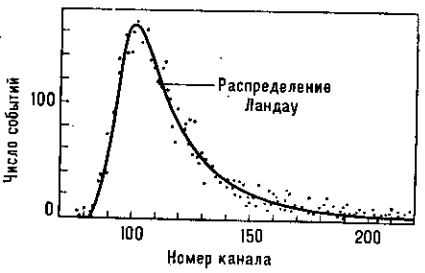


Рис. 3. Распределение ионизационных потерь энергии пионов с энергией 65,3 МэВ в слое Si толщиной 2,16 мм (плавная кривая — распределение Ландау).

распределения И. п. зависит от толщины слоя вещества. Распределения И. п. в толстых слоях вещества были впервые рассчитаны Н. Бором, а в тонких Л. Д. Ландау и неоднократно уточнялись для слоёв промежуточной и очень малой толщины. Максимум распределения И. п. отвечает т. н. вероятным И. п., к-рые обычно измеряют с помощью пропорциональных детекторов. Вероятные И. п. зависят от толщины слоя вещества и изменяются с энергией подобно ограниченным И. п. Измерения вероятных И. п. в многослойных *пропорциональных камерах* и дрейфовых камерах используются в физике высоких энергий для идентификации быстрых заряженных частиц.

Лит.: Стародубцев С. В., Романов А. М., Прохождение заряженных частиц через вещество, Таш., 1962; Janni J. F., Proton range energy tables 1 keV—10 GeV, pt 1—2, «Atom. Data and Nucl. Data Tables», 1982, v. 27, p. 147; Sternheimer R. M., Berger M. J., Seltzer S. M., там же, 1984, v. 30, p. 261; Ионизационные измерения в физике высоких энергий, М., 1988.

Г. И. Мерзон.

ИОНИЗАЦИОННЫЙ КАЛОРИМЕТР (спектрометр полного поглощения) — прибор для измерения энергии частиц (адронов, электронов, фотонов), основанный на полном поглощении в толстом слое вещества энергии как первичной частицы, так и всех частиц, образующихся при её взаимодействии с веществом.

Принцип действия. В результате взаимодействия с веществом первичная частица сравнительно быстро растрачивает всю энергию на образование большого числа вторичных частиц и, в конечном счёте, на ионизацию. Ионизация (число пар ионов) может быть измерена разл. детекторами. Независимо от природы вторичных заряж. частиц и их энергии на образование одной пары ионов в веществе тратится определ. энергия W (см. *Ионизационный потенциал*), так что полная энергия частицы, попавшей в И. к., равна:

$$\mathcal{E}_0 = W \int_0^{x_0} I(x)\,dx. \qquad (1)$$

Здесь I — число пар ионов, образованных частицами — продуктами взаимодействия на глубине x. Необходимая толщина вещества x_0 определяется условием полного поглощения энергии первичной и всех вторичных частиц.

В случае попадания в И. к. электрона или γ-кванта в веществе И. к. развивается электронно-фотонный каскад (ЭФК). Зависимость $I(x)$ (каскадная кривая) имеет один максимум (кривая *1*, рис. 1). Длина ЭФК достигает десятков радиац. единиц (1 радиац. единица — путь τ_0, на к-ром поток электронов фиксированной энергии из-за тормозного излучения ослабляется в e раз: τ_0=67 см в графите, 2 см в Fe; 0,32 см в U).

При попадании в И. к. адронов высокой энергии процесс диссипации энергии происходит в 2 этапа; вначале адрон при столкновении с ядром рождает мезоны (π, K и др.) и выбивает из ядра нуклоны. Затем происходит развал ядра-мишени, при к-ром испускаются сильно ионизирующие частицы (протоны и осколки ядер). Т. к. налетающий адрон, как правило, сохраняет значит. часть энергии (в среднем ~½), процесс повторяется, что приводит к развитию т. н. ядерного каскада. Вторичные адроны также создают собств. каскады. В каждом акте значит. доля энергии (15—20%) передаётся π^0-мезонам (см. *Пи-мезоны*). В результате серии последовательных взаимодействий π^0-мезонам (а затем фотонам и электронам) при энергии первичного адрона $\mathcal{E}_0$=100 ГэВ передаётся до 75—85% его энергии. Остальная энергия передаётся сильно ионизующим частицам. В плотном веществе лишь незначит. доля энергии уносится мюонами и нейтрино [1]. Часть энергии расходуется на разрушение ядерных связей при расщеплении ядер и не регистрируется. Однако при высокой энергии $\mathcal{E}_0$ доля теряемой (не регистрируемой) энергии пренебрежимо мала.

В результате ядерно-каскадная кривая (*2*, рис. 1) представляет собой суперпозицию последовательных ЭФК. Длина ядерного каскада составляет неск. т. н.

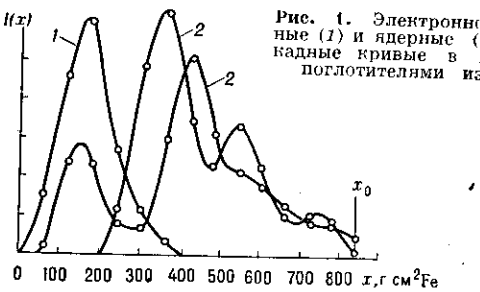


Рис. 1. Электронно-фотонные (*1*) и ядерные (*2*) каскадные кривые в И. к. с поглотителями из Fe.

пробегов ядерного взаимодействия λ (λ — путь, на к-ром поток адронов фиксированной энергии $\mathcal{E}_0$ ослабляется в e раз; λ=86 г/см^2=39 см в графите, 132 г/см^2=16,8 см в Fe, 194 г/см^2=17,1 см в Pb). Адронные каскады в поглотителе И. к. флуктуируют как по форме, так и по глубине. Это обусловлено флуктуациями энергии, передаваемой π^0-мезонам, соотношением между длиной ЭФК и λ, а также распределением точек последовательных взаимодействий адронов [2].

Усреднённая зависимость $I(x)$ имеет 1 максимум и после него может быть описана ф-лой:

$$\langle I(x)\rangle \sim \exp[-\beta(x)\,x]. \qquad (2)$$

Здесь $\beta(x)$ — доля энергии, передаваемая π^0-мезонам и сильно ионизующим частицам на единице пути. При $\mathcal{E}_0 \sim 10^4$ ГэВ это гл. обр. потери на образование π^0-мезонов ($\beta \sim 0{,}15-0{,}2$ для нуклонов) и каскад поглощается в e раз на длине $(5\div6)\ \lambda$, для пионов (3—4) λ. На глубинах $x \geqslant (2-3)\ \lambda$ большая часть энергии содержится в пионах, и поглощение каскада определяется ими. По мере уменьшения энергии $\mathcal{E}_0$ всё большая её часть уходит на образование сильно ионизующих частиц и поглощение убыстряется. При $\mathcal{E}_0 \sim 200-400$ ГэВ каскад поглощается на длине 2 λ, при меньших энергиях $\sim\lambda$. Поперечный размер каскада при $\mathcal{E}_0 \geqslant 100$ ГэВ близок к τ_0. При 10 ГэВ заметную роль играют нейтроны, образовавшиеся при ядерных расщеплениях. При этом более 90% энергии поглощается в радиусе $r \sim 0{,}5\ \lambda$.

Форма каскадных кривых даёт возможность установить природу попавшей в И. к. частицы (ЭФК значительно короче ядерных). Особенно велика разница формы в случае Pb, W или U, где $\tau_0 \ll \lambda$.

Типы и характеристики И. к. Применяются как гомогенные И. к., состоящие из толстого слоя сцинтиллятора, так и слоистые структуры, где слои поглотителя чередуются с детекторами (чаще). В первом случае измеряется сразу полная ионизация, во втором суммируются ионизации на глубинах x_i, где расположены детекторы. В качестве поглощающего вещества используются графит, мрамор, бетон, Pb, латунь, Fe. Толщина слоя между детекторами выбирается из условия надёжной интерполяции каскадной кривой между слоями i и $i+1$ (неск. τ_0). Полная толщина x_0 вещества в И. к. зависит от скорости поглощения ядерного каскада. При $\mathcal{E}_0 = 100-500$ ГэВ $x_0 \geqslant (7\div8)\ \lambda$. Поэтому полное число слоёв детекторов в И. к. определяется соотношением τ_0 и λ. Оптимальное число слоёв детекторов (15—30) осуществляется с поглотителем из Fe. В И. к. с более лёгкими поглотителями число детекторов меньше, но сильно растёт x_0. Наиб. компактны И. к. из Pb, W или U, но они требуют большего числа слоёв детекторов.

В качестве детекторов применяются полупроводниковые детекторы, *ионизационные камеры*, *пропорциональные камеры*, *черенковские счётчики*, *сцинтилляционные детекторы*. В экспериментах с космич. лучами используются ионизац. камеры, что позволяет рассчитать абс. калибровку И. к. [4]. В экспериментах на ускорителях необходимы более быстродействующие детекторы (см. *Комбинированные системы детекторов*).

Энергетич. разрешающая способность И. к. со сцинтилляционными детекторами (900 г/см² Fe, 30 слоёв детекторов) $\Delta\mathcal{E}/\mathcal{E} \sim 12-13\%$ при $\mathcal{E}_0 \sim 200-300$ ГэВ и изменяется $\sim \mathcal{E}^{-1/2}$. При низких энергиях высокое разрешение может быть достигнуто увеличением числа детектирующих слоёв. Наилучшее разрешение достигается в гомогенных И. к. ($\sim 10\%$ при $\mathcal{E}_0 \sim 10$ ГэВ; $\sim 20\%$ при $\mathcal{E}_0 \sim 1$ ГэВ).

Пространств. разрешение И. к. определяется длиной τ_0 и типом детектора. Пропорциональные камеры или др. детекторы с высоким пространств. разрешением и толщиной детектирующего промежутка $\sim\tau_0$ позволяют получить пространств. разрешение в урановом И. к. $\sim 1-3$ мм (измеряется поперечное распределение ионизации).

Практические применения. Первый И. к. был создан в 1957 на Памире для исследования космич. адронов, электронов и фотонов с $\mathcal{E}_0 \sim 60-1000$ ГэВ. Он содержал 109 ионизац. камер [3]. В дальнейшем И. к. с $x_0 \sim (7-10)\ \lambda$ и 20—30 слоями ионизац. камер применялись в сочетании с камерами Вильсона, искровыми камерами, годоскопич. системами счётчиков и с ядерными фотоэмульсиями (рис. 2). Они использовались в экспериментах в горах и на искусств. спутниках Земли («Протон», «Интеркосмос» и др.). С помощью И. к. были исследованы спектры первичных космических частиц до $\mathcal{E}_0 \sim 10^6$ ГэВ и спектры нек-рых ядер с $\mathcal{E}_0 \leqslant 10^5$ ГэВ, а также взаимодействие адронов с разл. ядрами (см. *Космические лучи*).

И. к. используются при исследовании *слабых взаимодействий*. При взаимодействии нейтрино $\nu_i (i = e, \mu)$ с ядрами происходят реакции с *заряженными токами*

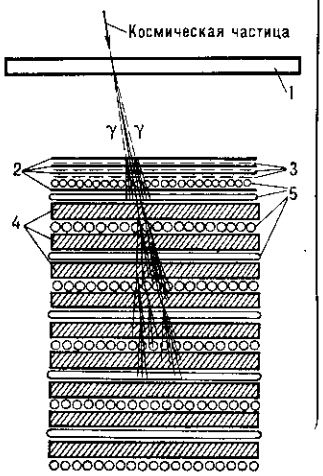


Рис. 2. Схема ионизационного калориметра в сочетании с ядерными фотоэмульсиями: *1* — мишень, в которой происходит взаимодействие космической частицы с ядрами, приводящее к появлению γ-квантов высоких энергий; *2* — слои Pb, в которых γ-излучение порождает электронно-фотонные каскады; *3* — фотоэмульсии, регистрирующие треки заряженных частиц; *4* — слои Fe, тормозящие заряженные частицы; *5* — импульсные ионизационные камеры.

$\nu_i + A \to l_i + \chi_a$ (где A — ядро, l_i — заряж. лептон, χ_a — система вторичных адронов) и реакции с *нейтральными токами* $\nu_i + A \to \nu + \chi_a$. Первые происходят в результате обмена W^+-бозонами, вторые — Z^0-бозонами (см. *Электрослабое взаимодействие*, *Промежуточные векторные бозоны*). Т. к. сечение взаимодействия нейтрино с ядрами мало, то мишень должна иметь массу в десятки и сотни тонн. В такой мишени происходит почти полная диссипация энергии вторичных частиц, т. е. она может служить поглотителем И. к., к-рый позволяет одновременно измерить характеристики вторичных частиц. Такая мишень — калориметр реализована, напр., в эксперименте, цель к-рого — исследование свойств нейтральных и заряж. токов (сотрудничество ЦЕРН — Гамбург — Амстердам — Рим-Москва).

Установка включает мишень-калориметр из мрамора (поглотитель) и тороидальный магнит из Fe, к-рый служит для измерения импульса рождающихся на ядрах поглотителя мюонов по их отклонению в магн. поле (общая длина установки 20 м, сечение 3×3 м²). Высокое пространств. разрешение обеспечивается сложной структурой детекторных слоёв, состоящих из сцинтилляционных счётчиков, пропорциональных и стримерных камер (рис. 3). При исследовании нейтральных токов необходимо определить импульс p_ν и угол вылета ϑ_ν вторичного нейтрино. Практически измеримыми являются энергия $\mathcal{E}_a$ и угол вылета ϑ_a адронной системы. В экспериментах использовался пучок нейтрино с фиксированной энергией $\mathcal{E}_0$. Величины $\mathcal{E}_\nu$, p_ν, ϑ_ν связаны с $\mathcal{E}_0$, ϑ_a, p_a, $\mathcal{E}_a$ соотношениями:

$$p_A^2 = \mathcal{E}_\nu^2 \sin^2\vartheta_a + (\mathcal{E}_0 + \mathcal{E}_\nu \cos\vartheta_\nu)^2;$$
$$\operatorname{tg}\vartheta_\nu = p_a \sin\vartheta_a / (\mathcal{E}_0 - p_a \cos\vartheta_a); \qquad (3)$$
$$\mathcal{E}_\nu = \mathcal{E}_0 - \mathcal{E}_a.$$

В случае заряж. токов ν_e и p_e измеряются непосредственно.

Точка взаимодействия нейтрино с веществом определяется с помощью дрейфовых и стримерных камер, энергия адронов $\mathcal{E}_a$ — с помощью сцинтилляционных счётчиков, а угол ϑ_a по распределению амплитуд сигналов сцинтилляционных счётчиков в поперечном направлении. Линия, соединяющая точку взаимодействия с

максимумами ионизации в каждом ряду детекторов, даёт направление результирующего импульса адронов p_a [5].

Наиб. развития И. к. достигли в экспериментах на ускорителях со встречными пучками (к о л л а й д е р а х). Здесь применяются системы И. к. для измерения энергии адронов, электронов и фотонов в пределах всего телесного угла. Одна из таких систем *UA*—1 (ЦЕРН), предназначенная для изучения взаимодействия протонов p и антипротонов $\tilde{p}$, была использована для открытия $W^{\pm}$- и Z^0-бозонов. Установка содержит 108 И. к.

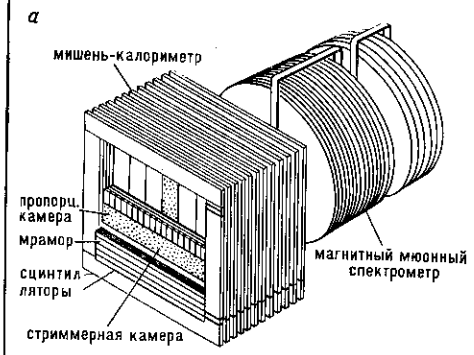
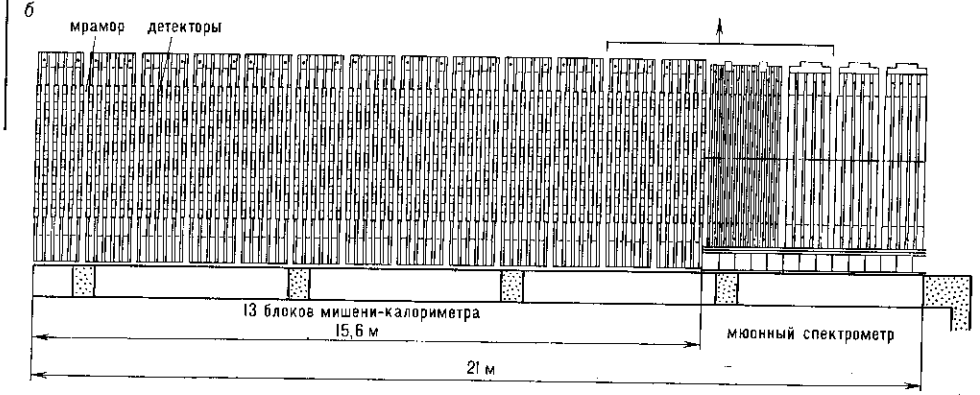


Рис. 3. Установка для исследования слабых взаимодействий (ЦЕРН): *а* — общий вид; *б* — сечение.



При столкновении p и $\tilde{p}$ кварк d и антикварк $\tilde{u}$, напр., могут породить W^--бозон, к-рый затем распадается на e и $\tilde{\nu}_e$. Остальные кварки вместе с антикварковыми парами (рождёнными из вакуума) дают начало

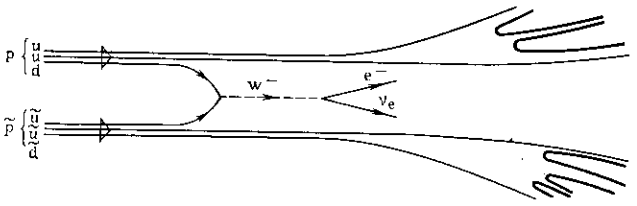


Рис. 4. Рождение W-бозона при столкновении $p\tilde{p}$.

струям адронным, летящим вдоль оси столкновений $p\tilde{p}$ (рис. 4). Аналогично рождаются и Z^0-бозоны.

Центр. часть установки (центр. детектор) представляет собой дрейфовую камеру в магн. поле, к-рая позволяет восстановить траектории частиц, рождающихся при столкновении $p\tilde{p}$, и определить их импульсы. Центр. детектор вдоль своей длины (6 м) окружён 48 полуцилиндрич. электронно-фотонными И. к., в к-рых поглощаются электроны, позитроны и фотоны и к-рые измеряют энергию этих частиц. Они состоят из слоёв сцинтиллятора и Pb. Энергичные адроны проникают через них в адронный калориметр, к-рым служит железное ярмо магнита, прослоённое 16 слоями сцинтилляторов. Обе системы И. к. измеряют энергию адронов. Вся установка (UA-1) окружена 8 слоями дрейфовых камер — мюонных детекторов (рис. 5).

Вероятности рождения $W^{\pm}$ и Z^0-бозонов очень мала: доля процесса $p+p \to W^{\pm}+$адроны $\to e^{\pm}+\nu_e(\tilde{\nu}_e)$ порядка 10^{-8}, а доля процесса $p+p \to Z^0+$адроны $\to e^+ + e^-$ порядка 10^{-9} от полного числа процессов, идущих при столкновении p и $\tilde{p}$. При идентификации $W^{\pm}$-бозонов рассматривались события, в к-рых возникал электрон (позитрон) с большим поперечным импульсом. Электроном считалась одиночная заряж. частица, зарегистрированная центр. детектором, энергия к-рой (~40 ГэВ) полностью поглотилась в электронно-фотонном И. к., а профиль каскада соответствовал ЭФК. При этом энергия, выделенная в И. к., совпадает с измеренной в центр. детекторе.

Др. характерным признаком распада $W^{\pm} \to e+\nu_e(\tilde{\nu}_e)$ является отсутствие баланса поперечной энергии, что указывает на вылет нейтрино в направлении, противоположном направлению вылета электрона. Из установки нейтрино исчезает бесследно, все остальные частицы либо останавливаются в И. к. (электроны, фотоны, адроны), либо оставляют в ней след (мюоны). Оба признака в сочетании с оценкой массы системы электрон-нейтрино указывали на существование $W^{\pm}$-бозона.

Z^0-бозон обнаружен по измеренной инвариантной массе двух наблюдаемых пар $\mu^+\mu^-$ или e^+e^-. В последнем случае для определения массы Z^0-бозона используются калориметрич. данные об энергии электрона и позитрона [6].

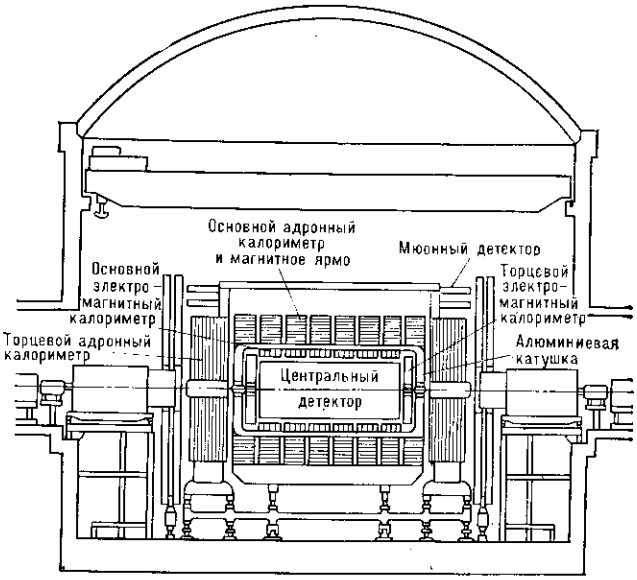


Рис. 5. Установка UA-1 на коллайдере.

Лит.: 1) Murzin V. S., Principles and application of the ionization calorimeter, в кн.: Progress in elementary particle and cosmic ray physics, v. 9, Amst., 1967; 2) Демьянов А. И., Мурзин В. С., Сарычева Л. И., Ядерно-каскадный процесс в плотном веществе, М., 1977; 3) Григоров Н. Л., Мурзин В. С., Райцорт И. Д., Метод измерения энергии частиц в области выше 10^{11} eV, «ЖЭТФ», 1958, т. 34,

с. 506; 4) Мурзин В. С., Сарычева Л. И., Космические лучи и их взаимодействие, М., 1968; 5) Beer A. и др., The central calorimeter of the UA 2 experiment at the CERN $\bar{p}p$ collider, «Nucl. Instr. and Meth. in Physics Research», 1984, v. A224, p. 360; 6) Fabjan C. W., Lundlam T., Calorimetry in high-energy physics, «Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.», 1982, v. 32, p. 335; 7) Albrow M. G., Issues of calorimetry, «Nucl. Phys.», 1987, v. A 461, p. 417.
В. С. Мурзин.

ИОНИЗАЦИОННЫЙ ПОТЕНЦИАЛ — энергия ионизации, делённая на величину заряда электрона e. И. п. равен ускоряющей разности потенциалов V, к-рую нужно приложить, чтобы сообщить электрону энергию eV, достаточную для ионизации атома (или молекулы) при их соударении. Значения И. п. для нейтрального атома и его ионов различны. Чаще всего под значением И. п. понимают И. п. нейтрального атома из осн. состояния. См. *Энергия ионизации*.

ИОНИЗАЦИЯ — превращение электрически нейтральных атомных частиц (атомов, молекул) в результате удаления из них одного или неск. электронов в положит. ионы и свободные электроны. Ионизоваться могут также и ионы, что приводит к повышению кратности их заряда. (Нейтральные атомы и молекулы могут в особых случаях и присоединять электроны, образуя *отрицательные ионы*.) Термином «И.» обозначают как элементарный акт (И. атома, молекулы), так и совокупность множества таких актов (И. газа, жидкости). Осн. механизмами И. являются следующие: столкновительная И. (соударения с электронами, ионами, атомами); И. светом (фотоионизация); *ионизация полем*; И. при взаимодействии с поверхностью твёрдого тела (*поверхностная ионизация*); ниже рассматриваются первые два типа И.

Столкновительная ионизация является важнейшим механизмом И. в газах и плазме. Элементарный акт И. характеризуется эфф. сечением ионизации σ_i [см^2], зависящим от сорта сталкивающихся частиц, их квантовых состояний и скорости относительного движения. При анализе кинетики И. используются понятия скорости И. $\langle v\sigma_i(v)\rangle$, характеризующей число ионизаций, к-рое может произвести одна ионизующая частица в 1 с:

$$\langle v\sigma_i(v)\rangle = \int vF(v)\,\sigma_i(v)\,dv \quad [\text{см}^3/\text{с}]. \qquad (1)$$

Здесь v — скорость относит. движения и $F(v)$ — ф-ция распределения по скоростям ионизующих частиц. Вероятность ионизации w_i данного атома (молекулы) в единицу времени при плотности N числа ионизующих частиц связана со скоростью И. соотношением

$$w_i = N\langle v\sigma_i(v)\rangle \quad [1/\text{с}].$$

Определяющую роль в газах и плазме играет И. электронным ударом (столкновения со свободными электронами). Доминирующим процессом является одноэлектронная И.— удаление из атома одного (обычно внеш.) электрона. Кинетич. энергия ионизующего электрона при этом должна быть больше или равна энергии связи электрона в атоме. Мин. значение кинетич. энергии ионизующего электрона наз. порогом (границей) ионизации. Сечение И. атомов, молекул и ионов электронным ударом равно нулю в пороге, возрастает (приблизительно по линейному закону) с ростом кинетич. энергии, достигает макс. значения при энергиях, равных нескольким (2—5) пороговым значениям, а затем убывает с дальнейшим ростом кинетич. энергии. Положение и величина макс. сечения зависят от рода атома. На рис. 1 приведены ионизац. кривые (зависимости сечения И. от энергии) для атома и молекулы водорода. В случае сложных (многоэлектронных) атомов и молекул возможно наличие неск. максимумов в зависимости сечения от энергии. Появление дополнит. максимумов сечения в области энергий столкновения между порогом ионизации и энергией, соответствующей осн. максимуму, связано обычно с интерференцией прямой И. с возбуждением одного из дискретных состояний (и последующей И. последнего) в одном и том же акте столкновения. На рис. 2 виден такой дополнит. максимум на нач. части ионизац. кривой для Zn. Дополнит. максимумы в области энергий, превышающих значение, соответствующее осн. максимуму сечения, объясняются возбуждением *автоионизационных состояний* либо И. внутр. оболочек атома. Последние процессы можно рассматривать независимо, поскольку их вклад в И. связан с др. электронными оболочками атома.

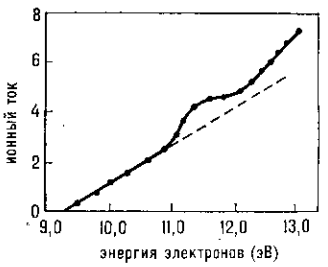


Рис. 2. Ионизация атомов Zn электронным ударом вблизи порога.

Наряду с одноэлектронной И. возможно удаление двух и более электронов в одном акте столкновения при условии, что кинетич. энергия больше или равна соответствующей энергии И. Сечение этих процессов в неск. раз (для двух- и трёхэлектронных) или на неск. порядков величины (для многоэлектронных процессов) меньше сечений одноэлектронной И. Поэтому в кинетике И. газов и плазмы осн. роль играют процессы одноэлектронной И. и одноэлектронного возбуждения автоионизац. состояний.

Сечение И. атома или иона электронным ударом может быть представлено в виде:

$$\sigma_i = \pi a_0^2 \left(\frac{R}{\mathcal{E}_i}\right)^2 \frac{n_l}{2l+1}\,\Phi(u), \qquad (2)$$

где $a_0 = 0{,}529\cdot 10^{-8}$ см — *Бора радиус*; $R = 13{,}6$ эВ — т. н. ридбергова единица энергии, равная энергии И. атома водорода из осн. состояния (см. *Ридберга постоянная*); $\mathcal{E}_i$ — энергия И. рассматриваемого состояния атома или иона; n_l — число эквивалентных электронов в оболочке атома; l — значение орбитального момента нач. состояния электрона; величина $u = (\mathcal{E}-\mathcal{E}_i)/\mathcal{E}_i$ есть разность кинетич. энергии налетающего электрона $\mathcal{E}$ и порога ионизации $\mathcal{E}_i$, выраженная в единицах $\mathcal{E}_i$. Ф-ции $\Phi(u)$ вычислены и табулированы для большого количества атомов и ионов в [3]. При больших энергиях налетающего электрона $\mathcal{E} \gg \mathcal{E}_i$ применяется *возмущений теория* первого порядка (т. н. *борновское приближение*). В этом случае для И. атома водорода из осн. состояния ф-ция

$$\Phi(u) = \frac{0{,}570}{u+1}\ln\frac{u+1}{0{,}012}, \quad u > 1. \qquad (3)$$

В областях малых и средних энергий налетающего электрона ($u \leqslant 1$) важнейшим эффектом, влияющим на величину σ_i, является эффект обмена, связанный с тождественностью налетающего и выбитого из атома электронов [2]. Расчёт σ_i одноэлектронной И. в рамках теории возмущений с учётом эффекта обмена приводит к удовлетворит. согласию с экспериментом для большинства атомов и ионов [2÷4].

Усовершенствование (и усложнение) методов расчёта позволяет описать детальную структуру ионизац. кривых, а также распределение освободившихся электронов по энергии и углу рассеяния (т. н. дифференц. сечения).

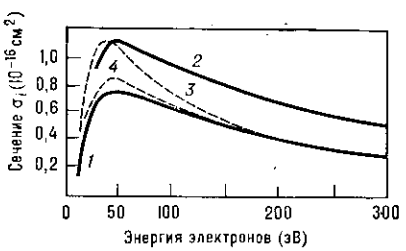


Рис. 1. Ионизация атомов и молекул водорода электронным ударом: *1* — атомы H; *2* — молекулы H_2 (экспериментальные кривые); *3* — атомы H (теоретический расчёт, приближение Борна); *4* — расчёт [2].

Указанная выше скорость И. (1) в предположении максвелловского распределения электронов по скоростям может быть представлена в виде

$$\langle v\sigma_i\rangle = 10^{-8}\left(\frac{R}{\mathcal{E}_i}\right)^{3/2}\frac{n_l}{2l+1}\,e^{-\beta}G(\beta),\ [\text{см}^3/\text{с}] \qquad (4)$$

где $\beta=\mathcal{E}_i/kT$, T — темп-ра ионизующих электронов. Ф-ции $G(\beta)$ вычислены и табулированы в [3] для большого числа атомов и ионов. Как видно из формул (2) и (4), с повышением заряда иона Z ($\mathcal{E}_i\infty Z^2$) сечение И. убывает пропорц. Z^{-4}, а скорость И. ∞Z^{-3}.

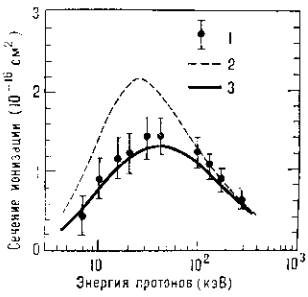


Рис. 3. Ионизация атома водорода протонами: *1* — экспериментальные данные; *2* — расчёт в приближении Борна; *3* — расчёт [7].

С повышением энергии налетающего электрона энергетически возможно выбивание одного из электронов внутр. оболочек (K, L, . . .) многоэлектронных атомов (или ионов). Соответствующие сечения и скорости И. описываются также ф-лами (2) и (4). Однако создание вакансии во внутр. оболочке приводит к образованию автоионизац. состояния атома, к-рое неустойчиво и распадается с удалением из атома одного или неск. электронов и излучением фотонов (*оже-эффект*). Но сечения этого процесса много меньше сечения И. внеш. оболочки, поэтому в плазме доминирующим механизмом образования многозарядных ионов является п о с л е д о в а т е л ь н а я И. внеш. оболочек.

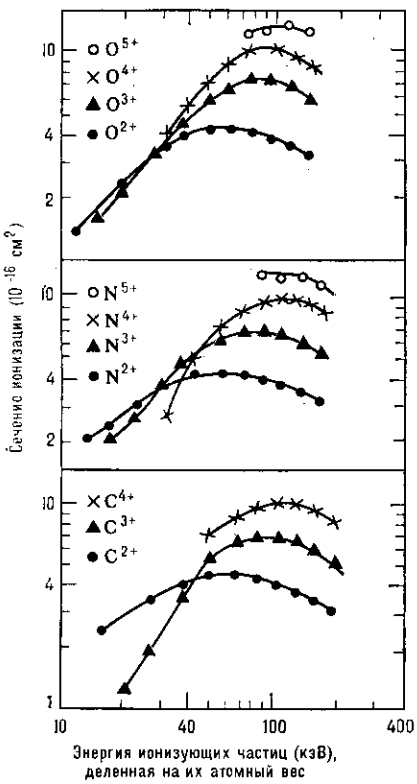


Рис. 4. Экспериментальные данные по ионизации атомов водорода многозарядными ионами углерода, азота и кислорода [9].

В плотных газах и при высокоинтенсивных потоках бомбардирующих частиц, обладающих кинетич. энергией $<\mathcal{E}_i$, возможна т. н. с т у п е н ч а т а я И. В первом соударении атомы переводятся в *возбуждённое состояние*, а во втором соударении ионизуются (двухступенчатая И.). Ступенчатая И. возможна только в случаях столь частых соударений, что частица в промежутке между двумя соударениями не успевает потерять (излучить) энергию, напр. если атомы ионизуемого вещества обладают *метастабильными состояниями*.

И о н и з а ц и я м о л е к у л э л е к т р о н н ы м у д а р о м отличается от И. атомов бо́льшим числом разл. процессов. Если молекулярная система, остающаяся после удаления электрона, оказывается устойчивой, образуется молекулярный ион; в противном случае система диссоциирует с образованием атомных ионов. Число возможных процессов И. с *диссоциацией молекул* возрастает с увеличением числа атомов в молекуле и в случае многоатомных молекул приводит к образованию большого числа осколочных ионов. Наиб. детально экспериментально и теоретически изучена И. двухатомных молекул. Из рис. 1 видно, что при больших энергиях электрона (в области борновского приближения) ионизац. кривые для молекулы H_2 (2) и для атома H (1) отличаются примерно в два раза, что соответствует различию в числе электронов.

И о н и з а ц и я а т о м о в в с т о л к н о в е н и я х с и о н а м и и др. атомами эффективна при кинетич. энергии сталкивающихся частиц ~100 эВ и выше. При меньших энергиях сечения крайне малы и в области порога И. ($\mathcal{E}=\mathcal{E}_i$) экспериментально не наблюдались. Сечения И. атомов протонами (рис. 3) и др. ионами (рис. 4) качественно подобны сечениям И. электронным ударом в масштабе скоростей относит. движения сталкивающихся частиц. И. максимально эффективна, когда скорость относит. движения порядка скорости орбитальных электронов, т. е. при энергиях ионизующих ионов в десятки кэВ (для И. из осн. состояния атомов). Эксперимент и расчёт показывают, что макс. значение сечения И. атома ионами растёт с ростом заряда иона пропорц. величине заряда. При меньших скоростях механизм И. усложнён образованием квазимолекулы в процессе столкновения, т. е. перераспределением электронов между ядрами сталкивающихся атомных частиц. Это может приводить к появлению дополнительных максимумов в области малых скоростей.

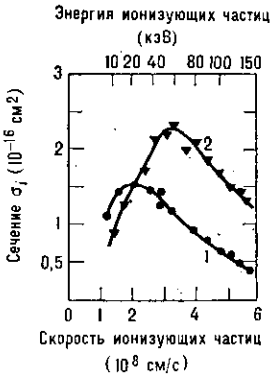


Рис. 5. Ионизация молекулярного водорода атомами водорода (кривая *1*) и протонами (кривая *2*).

И. атомов и молекул в столкновениях с нейтральными атомами объясняется теми же механизмами, что и в столкновениях с ионами, однако, как правило, количественно менее эффективна. На рис. 5 приведены для сравнения ионизац. кривые для ионизации молекулярного водорода атомами водорода и протонами.

При взаимодействии атомных частиц электроны могут удаляться не только из частиц-мишеней, но и из бомбардирующих частиц (явление «обдирки» быстрых ионов или атомов при прохождении через газ или плазму). Налетающие положит. ионы могут также захватывать электроны от ионизуемых частиц — т. н. *перезарядка ионов*.

«Квазимолекулярный» характер процессов столкновений атомных частиц при малых скоростях может приводить к более эффективному, чем в электронных столкновениях (при тех же скоростях), образованию ионов с зарядом больше единицы.

Сечения ионизац. столкновит. процессов экспериментально исследуются в скрещенных пучках с использованием техники совпадений. Такой метод является наиб. точным и даёт детальную картину величин дифференц. и полных сечений и их зависимостей от физ. параметров. Скорости И. могут быть с хорошей точностью получены спектроскопич. методом при исследовании излучения хорошо диагностированной плазмы (см. *Диагностика плазмы*). При этом необходимо иметь надёжные данные о темп-ре (ф-ции распределения) частиц и их плотности. Этот метод успешно применяется для исследования И. многозарядных ($Z\geqslant 10$) ионов электронным ударом.

Ионизация светом (фотоионизация) — процесс И. атомных частиц в результате поглощения фотонов. В слабых световых полях происходит одно фотон-

неводородоподобных атомов) приведены в [9]. Сечение фотоионизации на 2—3 порядка ниже σ_i при столкно-

ся в потенц. яме (рис. 1, *а*). При включении электрич. поля напряжённостью E к нач. потенц. энергии электрона $V_0(x)$, находящегося в точке x, добавляется потенц. энергия eEx, где e — заряд электрона. Вследствие этого потенц. яма становится асимметричной — с одной её стороны образуется потенц. барьер конечной ширины

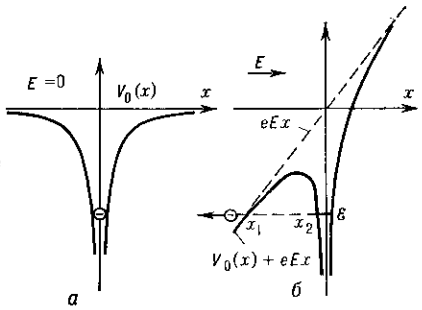


Рис. 1. Диаграммы потенциальной энергии электрона в свободном пространстве без поля (*а*) и при наличии поля (*б*).

x_1x_2 (рис. 1, *б*), сквозь к-рый электрон может «просочиться», т. е. будет иметь место *туннельный эффект* и будет возможна ионизация с нижнего (основного) уровня атома.

Вероятность $W(V, \mathcal{E})$ туннелирования электрона сквозь потенц. барьер определяется ф-лой:

$$W(V, \mathcal{E}) = \exp\left\{-\frac{4\pi}{h}\int_{x_1}^{x_2}\sqrt{2m\,[V(x)-\mathcal{E}]}\,dx\right\},$$

где $V(x)=V_0(x)+eEx$ и $\mathcal{E}$ — соответственно потенц. и полная энергия электрона, m — его масса. Вероятность туннелирования $W(V, \mathcal{E})$ резко увеличивается при уменьшении площади барьера над прямой x_1x_2. Это происходит при увеличении напряжённости поля E или при повышении энергии электрона в атоме $\mathcal{E}$ к.-л. др. способами (напр., при туннелировании электронов с возбуждённых уровней). Так, вероятность И. п. атома водорода из осн. состояния достигает заметной величины лишь при $E\sim10^8$ В/см, а из возбуждённых состояний — уже при $E\sim10^6$ В/см. Экспериментально впервые обнаружена именно полевая ионизация возбуждённых атомов: в спектре испускания атомов водорода, находящихся во внеш. электрич. поле напряжённостью $\sim 10^6$ В/см, было обнаружено уменьшение интенсивности линий, связанных с квантовыми переходами электронов из наиболее высоких возбуждённых состояний в основное. Явление было объяснено тем, что И. п. возбуждённых атомов становится более вероятным процессом, чем их излучательный переход в основное состояние, и свечение этих линий затухает.

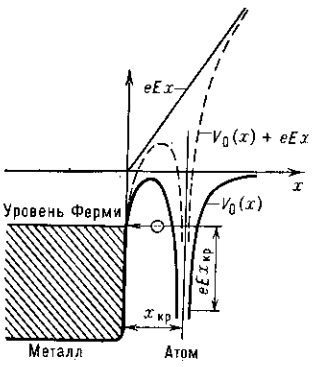


Рис. 2. Диаграмма потенциальной энергии электрона в сильном электрическом поле у поверхности металла.

Наиб. полно исследована И. п. вблизи поверхности металла, т. к. она используется в полевом ионном микроскопе для получения увеличенного изображения поверхности (см. *Ионный проектор*).

Вероятность И. п. у поверхности металла оказывается значительно большей, чем в свободном пространстве при той же напряжённости поля, что обусловлено действием сил «изображения», снижающих потенц. барьер (см. *Шоттки эффект*). Однако И. п. возможна лишь в том случае, когда расстояние атома от поверхности превышает нек-рое критич. расстояние $x_{кр}$. Это связано с тем, что при обычных темп-рах для осуществления туннельного перехода электрона в металл необходимо, чтобы осн. уровень энергии электрона в атоме был поднят электрич. полем хотя бы до уровня Ферми (см. *Ферми-энергия*) в металле (рис. 2). Если атом приблизится к поверхности на $x<x_{кр}$, то уровень энергии электрона в атоме окажется ниже уровня Ферми в металле и W резко уменьшится. С др. стороны, удаление атома от поверхности металла при $x>x_{кр}$ также приводит к резкому уменьшению W. Поэтому И. п. практически имеет место в пределах некоторой области вблизи $x_{кр}$. В рабочем режиме полевого ионного микроскопа полуширина этой зоны составляет 0,02—0,04 нм.

Явление И. п. применяется также при создании ионных источников для *масс-спектрометров*. Достоинством таких источников является отсутствие в них накалённых электродов, а также то, что в них удаётся избежать диссоциации анализируемых молекул. Кроме того, с помощью таких ионных источников можно наблюдать специфич. хим. реакции, происходящие лишь в сильных электрич. полях.

Лит.: Мюллер Э., Тонь Т., Автоионная микроскопия, пер. с англ., М., 1972; их же, Полевая ионная микроскопия, полевая ионизация и полевое испарение, пер. с англ., М., 1980.

А. Г. Наумовец.

ИОНИЗА́ЦИЯ УДЕ́ЛЬНАЯ (ионизирующая способность) — число пар разноимённых носителей электрич. заряда (пар ионов, пар электрон — дырка), создаваемых как непосредственно в столкновениях заряженной частицы (первичная И. у.), так и с учётом ионизации вторичными электронами (полная И. у.) на единице длины пути в веществе. И. у. характеризует ионизирующую способность частицы и измеряется по отклику детектора.

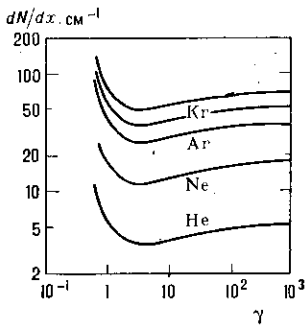
Первичная И. у. равна ср. числу ионизирующих столкновений частицы с атомами среды на единице длины пути (x в см). При релятивистских скоростях частиц первичная И. у. описывается выражением:

$$\frac{dN}{dx} = A_0\frac{z^2}{\beta^2}\frac{Z}{A}\frac{\rho}{I}(B+\ln\beta^2\gamma^2-\beta^2-\Delta). \qquad (1)$$

Здесь $A_0=0{,}1536$ МэВ г$^{-1}$ см^2, z — заряд частицы, $\beta=v/c$ (v — скорость частицы), $\gamma=(1-\beta^2)^{-1/2}$ лоренц-фактор, Z и A — атомный номер и массовое число вещества, ρ — его плотность, I — величина (близкая к *ионизационному потенциалу*), $B=9$—11 — константа вещества, Δ — поправка на поляризацию среды эл.-магн. полем релятивистской частицы. В области высоких энергий первичная И. у. достигает минимума при $\gamma=3$—4, испытывает логарифмический релятивистский подъём и выходит на т. н. плато Ферми при $\gamma\approx1/\hbar\omega_п$, где $\omega_п$ — *плазменная частота* среды (рис.). Флуктуации первичной И. у. подчиняются *Пуассона распределению*. Полная И. у. пропорциональна *ионизационным потерям* энергии частицы:

$$\frac{dN_п}{dx} = \left(-\frac{d\mathcal{E}}{dx}\right)W,$$

где W — ср. энергия, затрачиваемая на образование одной пары носителей заряда ($W\approx30$ эВ в газах, 3÷10 эВ в ионных кристаллах).



Зависимость первичной удельной ионизации в инертных газах от $\beta\gamma$ для однозарядных релятивистских частиц (1 атм., 0 °С), верхняя кривая относится к Xe.

Полная И. у. в несколько раз превышает первичную И. у. (см. табл.).

Таб л. — **Удельная ионизация, производимая однозарядными релятивистскими частицами в газах в области ионизационного минимума** ($\gamma = 3-4$ при нормальных условиях).

Газ	Удельная ионизация, $см^{-1}$		Газ	Удельная ионизация, $см^{-1}$	
	Первичная	Полная		Первичная	Полная
He	3,5	8,2	O_2	24,9	82,1
Ne	11,7	42,8	Воздух	25,4	68,3
Ar	26,6	103,7	CO_2	36,1	107,3
Kr	35,4	212,0	CH_4	26,6	63,6
Xe	48,1	336,6	C_2H_6	43,5	126,3
H_2	5,0	10,1	C_3H_8	72,6	189,4
N_2	22,3	64,9	$i-C_4H_{10}$	89,7	249,9

Лит.: Ионизационные измерения в физике высоких энергий, М., 1988.

Г. И. Мерзон.

ИОНИЗИ́РУЮЩЕЕ ИЗЛУЧЕ́НИЕ — поток частиц или эл.-магн. квантов, взаимодействие к-рого с веществом приводит к ионизации его атомов и молекул. И. и. являются потоки электронов, позитронов, протонов, дейтронов, α-частиц и др. заряж. частиц, а также потоки нейтронов, рентг. и γ-излучения. Понятие И. и. не включает в себя видимый свет и УФ-излучение. Распространяясь в среде, И. и. формирует поле, характеристиками к-рого являются *флюенс*, плотность потока частиц и квантов, *керма*, энергетич. спектр.

Лит. см. при ст. *Доза.*

ИОНИЗО́ВАННОГО ВОДОРОДА ЗО́НЫ — то же, что *зоны* III.

ИОНИЗО́ВАННЫЙ ГАЗ — газ, в к-ром атомы (все или значит. часть) потеряли по одному или по несколько принадлежавших им электронов и превратились в положит. ионы. В особых условиях мо́гут образоваться и *отрицательные ионы*. Подробнее см. *Плазма.*

ИО́ННАЯ БОМБАРДИРО́ВКА поверхности твёрдых тел — приводит к возникновению взаимосвязанных процессов, основные из к-рых — объёмное и поверхностное рассеяние бомбардирующих ионов (в т. ч. и с изменением их зарядового состояния), эмиссия из разл. конденсированных сред заряж. и нейтральных частиц и их комплексов (*ионно-ионная эмиссия*, *ионно-электронная эмиссия*, *распыление*, ионно-стимулированная десорбция с поверхности твёрдого тела), испускание эл.-магн. излучения с широким спектром частот (ионолюминесценция, *ионно-фотонная эмиссия*, рентг. излучение), разл. радиац. процессы, в т. ч. образование дефектов как в объёме твёрдого тела, так и на его поверхности (рис.).

Первый этап всех процессов — элементарный акт столкновения иона с атомом твёрдого тела, результатом к-рого является перераспределение энергии и импульса бомбардирующего иона между рассеянным ионом и атомом мишени. Акт столкновения приводит к возникновению протяжённых последовательностей столкновений (напр., *фокусоны*, динамич. *краудионы*) и каскадов атомных столкновений, а также процессов, сопровождающих перестройку электронных оболочек партнёров столкновения, что и обусловливает всю совокупность вторичных процессов, вызванных И. б.

В отличие от атомных столкновений в газах столкновения в твёрдых телах характеризуются малостью межатомных расстояний, а также наличием упорядоченности в расположении атомов и коллективизированных электронов. Малость межатомных расстояний по сравнению с газами приводит к тому, что при расчёте последоват. столкновений необходимо учитывать различия в потенциалах взаимодействия сталкивающихся частиц, смещение рассеивающего атома за время столкновения, а также возможность одновременного (или почти одновременного) столкновения атома либо иона сразу с двумя и более атомами мишени. Упорядоченность в расположении атомов приводит к тому, что последовательности столкновений могут оказаться коррелированными, что обусловливает сильные ориентац. эффекты как в прохождении ионов через вещество, так и в разл. эмиссионных и радиац. процессах. Наличие коллективизированных электронов приводит к диссипации энергии при прохождении ионов через вещество даже в тех случаях, когда движущийся ион не испытывает сильных (т. е. с отклонением на большой угол) столкновений с атомами твёрдого тела, в частности при *каналировании заряженных частиц.*

И. б. наблюдается в естеств. условиях (напр., ионная бомбардировка искусств. спутников Земли в околоземном и космич. пространствах), в лаб. условиях (напр., в эл.-магн. разделителях изотопов; см. *Изотопов разделение*). Она эффективно используется в микроэлектронике для легирования полупроводников

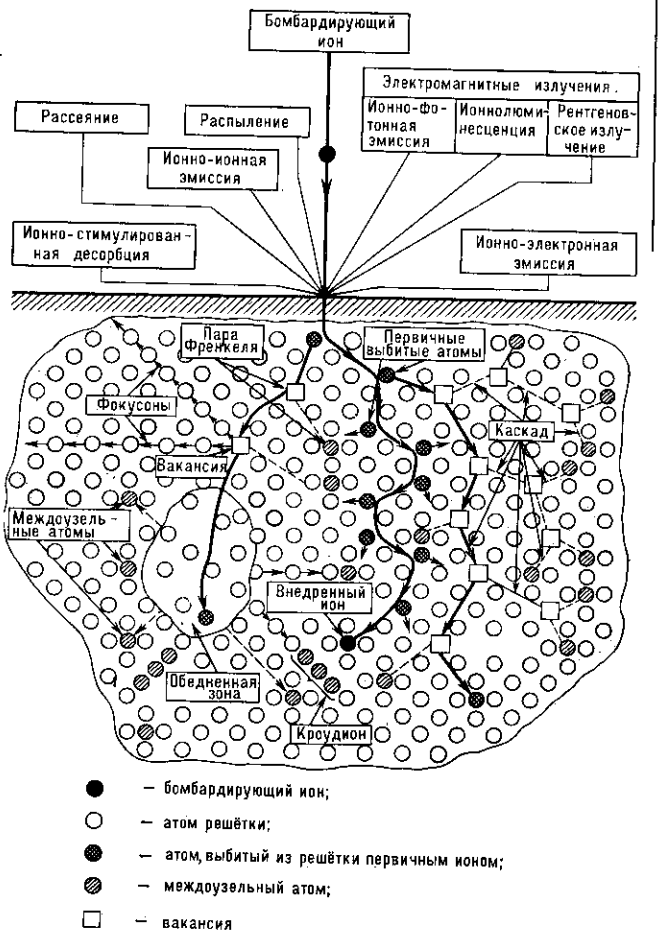


Схема основных процессов, обусловленных ионной бомбардировкой твёрдого тела. Показаны различные виды эмиссий заряженных и нейтральных частиц и различные виды радиационных дефектов.

(см. *Ионная имплантация*), *микролитографии*, а также для целенаправленного изменения свойств твёрдых тел, в т. ч. для упрочнения их поверхностей и др.

Лит.: Лейман К., Взаимодействие излучения с твёрдым телом и образование элементарных дефектов, пер. с англ., М., 1979; Ion bombardment modification of surfaces. Fundamentals and applications, ed. by O. Auciello, R. Kelly, N. Y., 1984; Mashkova E. S., Molchanov V. A., Medium-Energy ion reflection from solids, Amst., 1985; Тилл У., Лаксон Дж., Интегральные схемы. Материалы, приборы, изготовление, пер. с англ., М., 1985.

Е. С. Машкова, В. А. Молчанов.

ИО́ННАЯ ИМПЛАНТА́ЦИЯ (ионное внедрение, ионное легирование) — введение примесных атомов в твёрдое тело бомбардировкой его поверхности ускоренными

ионами. При *ионной бомбардировке* мишени наряду с процессами *распыления* поверхности, *ионно-ионной эмиссии*, образования *радиационных дефектов* и др. происходит проникновение ионов в глубь мишени. Внедрение ионов становится существенным при энергии ионов $\mathcal{E} > 1$ кэВ. Движущиеся частицы в результате многократных столкновений постепенно теряют энергию, рассеиваются и в конечном итоге либо отражаются назад, либо останавливаются, распределяясь по глубине. Энергетич. потери обусловлены как взаимодействием с электронами мишени (неупругие столкновения), так и парными ядерными (упругими) столкновениями, при к-рых энергия передаётся атомам мишени в целом и резко изменяется направление движения частицы.

При высоких энергиях и малых прицельных параметрах ядра сталкивающихся частиц сближаются на расстояния, меньшие радиусов электронных орбит, и их взаимодействие описывается кулоновским потенциалом. При низких энергиях существенно экранирование ядер электронами и потенциал взаимодействия:

$$V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r}\,\Phi\left(\frac{r}{a}\right), \qquad (1)$$

где Z_1, Z_2 — ат. номера иона и атома мишени, r — расстояние между ядрами, a — параметр экранирования, $\Phi(r/a)$ — ф-ция экранирования.

В нек-ром приближении можно раздельно рассматривать взаимодействие движущегося иона с электронами (свободными и на внеш. оболочках атомов) и взаимодействие между ядрами иона и атома мишени, считая оба механизма потерь аддитивными, а среду однородной и изотропной (теория Линдхарда — Шарфа — Шиотта, ЛШШ). Если ввести приведённую безразмерную энергию ионов

$$\mathcal{E} = \frac{\mathcal{E}' a}{Z_1 Z_2 e^2}\,\frac{M_2}{M_1 + M_2} \qquad (2)$$

и приведённый безразмерный пробег

$$\rho = 4\pi a^2 R n_0 M_1 M_2 (M_1 + M_2)^{-2}, \qquad (3)$$

где $\mathcal{E}'$ и R — энергия и пробег иона; M_1, M_2 — массы (в а. е. м.) бомбардирующего иона (1) и атомов мишени (2); n_0 — концентрация атомов мишени, то удельные потери энергии

$$\frac{d\mathcal{E}'}{dR} = \frac{d\mathcal{E}}{d\rho}\,\frac{\mathcal{E}'}{\mathcal{E}}\,\frac{\rho}{R}. \qquad (4)$$

В теории ЛШШ $\Phi(r/a)$ — ф-ция Томаса — Ферми с параметром экранирования $a = 0{,}885\,\hbar^2 (me^2 \sqrt[3]{Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3}})^{-1}$ (см. *Плазма твёрдых тел*). Удельные потери в упругих столкновениях $(d\mathcal{E}/d\rho)_n$ проходят через максимум

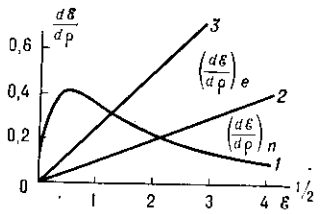


Рис. 1. Зависимости удельных потерь энергии $d\mathcal{E}/d\rho$ от $\mathcal{E}^{1/2}$ по теории ЛШШ: *1* — упругие потери; *2*, *3* — неупругие потери энергии для $K = 0{,}1$ и $K = 0{,}25$.

и убывают с ростом $\mathcal{E}$ (кривая *1*, рис. 1). Удельные потери в неупругих столкновениях

$$\left(\frac{d\mathcal{E}}{d\rho}\right)_e = -K\mathcal{E}^{1/2};\quad K \approx \frac{0{,}08 Z_1^{2/3} Z_2^{1/2}}{\left(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3}\right)^{3/4}}\cdot\frac{(M_1 + M_2)^{3/2}}{M_1^{3/2} M_2^{3/2}}. \qquad (5)$$

Для большинства комбинаций ион — атом мишени K лежит в интервале 0,1—0,25 (кривые *2* и *3*, рис. 1). При очень больших скоростях v ($v \geqslant Z_1^{2/3} c/137$) теория ЛШШ неприменима, а при $v \gg Z_1^{2/3} c/137$ ион движется в мишени как голое ядро и удельные потери энергии убывают с дальнейшим её ростом.

Теория ЛШШ даёт совпадение с экспериментом, как правило, с точностью не хуже 30%. Обнаруженные осцилляции электронных потерь в зависимости от Z_1 и Z_2 описываются более совершенной теорией, использующей волновые ф-ции Хартри — Фока — Слэтера.

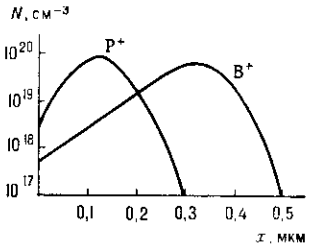


Рис. 2. Распределения по глубине x ионов B и P, внедрённых в Si: $\mathcal{E}_0 = 100$ кэВ, доза ионов 10^{15} см$^{-2}$. Для ионов B $\overline{R}_{пр} = 300$ нм, $\overline{\Delta R}_{пр} = 73$ нм, $S_k = -1{,}26$; для P $\overline{R}_{пр} = 124$ нм, $\overline{\Delta R}_{пр} = 46$ нм, $S_k = 0$ (N — число ионов в 1 см^3).

Траектория иона представляет собой сложную ломаную линию, состоящую из отрезков пути между элементарными актами рассеяния на большие углы. В первом приближении траекторный пробег для частицы с нач. энергией $\mathcal{E}_0$ равен:

$$R(\mathcal{E}_0) = \int_0^{\mathcal{E}_0} \frac{d\mathcal{E}'}{(d\mathcal{E}'/dR)_n + (d\mathcal{E}'/dR)_e}. \qquad (6)$$

Важными характеристиками процесса И. н. являются т. н. проективный пробег иона $R_{пр}$ — проекция траекторного пробега на направление первонач. движения частицы, а также распределение имплантированных атомов по $R_{пр}$, т. е. по глубине x (при бомбардировке по нормали к поверхности мишени). Распределение по x частиц, имплантированных в аморфную мишень, характеризуется ср. пробегом $\overline{R}_{пр}$, среднеквадратичным разбросом пробегов $\overline{\Delta R}_{пр}$ и параметром S_k, определяющим асимметрию распределения Пирсона (рис. 2). Величины $\overline{R}_{пр}$, $\overline{\Delta R}_{пр}$ и S_k зависят от M_1, M_2 и $\mathcal{E}_0$ (рис. 3). При $S_k = 0$ распределение Пирсона переходит в гауссовское.

При И. н. в монокристаллы распределение внедрённых частиц по глубине может видоизменяться из-за *каналирования заряженных частиц*. Изменяя в процессе И. н. энергию ионов, можно получить распределение внедрённой примеси по глубине желаемой формы.

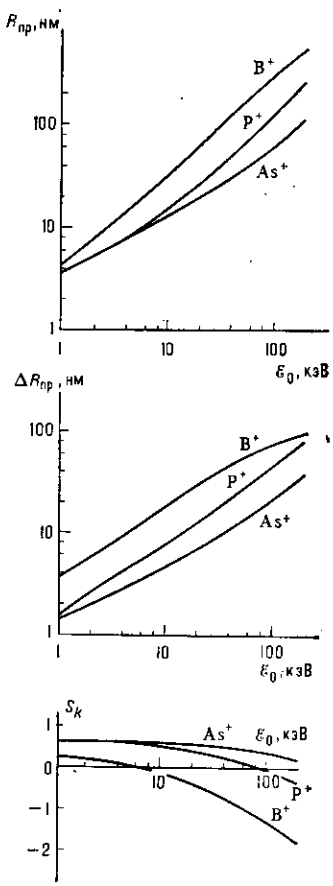


Рис. 3. Зависимости параметров распределения $\overline{R}_{пр}$ (*а*), $\overline{\Delta R}_{пр}$ (*б*), S_k (*в*) ионов B, P, As в Si от начальной энергии ионов $\mathcal{E}_0$.

Полное число атомов примеси $N_п$, к-рое может быть имплантировано в твердотельную мишень через единицу поверхности, ограничивается распылением, если коэф. распыления S (число атомов мишени, выбиваемых одним ионом) больше доли внедряющихся частиц

$\alpha=1-k$ (k — коэф. отражения). В пренебрежении диффузией

$$N_{\text{п}} \approx n_S \overline{R}_{\text{пр}}, \qquad (7)$$

где $n_S=\alpha n_0/S$ — концентрация примеси у поверхности в установившемся режиме. Ф-ла (7) получена в предположении постоянства $\mathcal{E}_0$ в процессе И. п. и равенства вероятностей распыления атомов матрицы и имплантированных частиц. Если $S<\alpha$, концентрация имплантированных атомов будет монотонно расти с увеличением дозы ионов.

Наиб. широко И. п. применяется для *легирования полупроводников* с целью создания $p-n$-переходов, гетеропереходов, низкоомных контактов. И. п. позволяет вводить примеси при низкой темп-ре, в том числе примеси с малым коэф. диффузии, создавать пересыщенные твёрдые растворы. И. п. обеспечивает точную дозировку вводимой примеси, высокую чистоту (сепарация пучка ионов по массам), локальность, а также возможность управления процессом с помощью электрич. и магн. полей. Для устранения образующихся при И. п. радиац. дефектов и перевода внедрённых атомов в регулярные положения используют высокотемпературный прогрев. Для создания $p-n$-переходов не требуется больших доз облучения. Так, при бомбардировке Si ионами P^+ с энергией $\mathcal{E}_0=50$ кэВ, $\overline{R}_{\text{пр}}=60$ нм, $\Delta\overline{R}_{\text{пр}}=26$ нм, и уже при дозе 10^{15} см$^{-2}$ ср. концентрация примеси в имплантированном слое толщиной $4\,\Delta\overline{R}_{\text{пр}}$ достигает 10^{20} см$^{-3}$, т. е. практически предельной концентрации, используемой в технологии.

И. и. в металлы применяют с целью повышения их твёрдости, износоустойчивости, коррозионной стойкости, создания катализаторов, изменения коэф. трения и т. п. Для этого требуются дозы $\sim 10^{17}-10^{18}$ ионов на см^2, при к-рых уже заметно распыление приповерхностного слоя. При бо́льших дозах, когда концентрация внедрённой примеси сравнима с n_0, возможно образование новых соединений (*ионный синтез*).

Ионная бомбардировка позволяет вводить примесь не только из пучка, но и из плёнки, предварительно нанесённой на поверхность мишени (имплантация атомов отдачи и ионное перемешивание).

Бомбардировка ионами с энергией 10—200 эВ, когда $S\ll 1$, а $\overline{R}_{\text{пр}}\approx 0{,}1-1$ нм, сопровождается наращиванием имплантируемого материала. Плёнки, полученные ионным осаждением, имеют высокую плотность и хорошую *адгезию* к подложке.

Лит.: Мейер Дж., Эриксон Л., Дэвис Дж., Ионное легирование полупроводников, пер. с англ., М., 1973; Зорин Е. И., Павлов П. В., Тетельбаум Д. И., Ионное легирование полупроводников, М., 1975; Ионная имплантация в полупроводники и другие материалы. Сб. ст., пер. с англ., под ред. В. С. Вавилова, М., 1980; Аброян И. А., Андронов А. Н., Титов А. И., Физические основы электронной и ионной технологии, М., 1984. *И. А. Аброян.*

ИО́ННАЯ СВЯЗЬ (электровалентная связь) — *химическая связь*, обусловленная переносом валентных электронов с одного атома на другой с образованием положит. и отрицат. ионов и эл.-статич. взаимодействием между ними. Характерна для соединений металлов с типичными неметаллами, напр. для молекулы ионного кристалла NaCl.

В действительности чисто И. с. не существует, можно говорить лишь о степени ионности связи, о её ионном характере. Между сближающимися ионами противоположного знака действует не только электростатич. притяжение, но и обменное отталкивание (см. *Обменное взаимодействие*). Кроме того, при сближении ионов избыточный заряд отрицат. иона перемещается к положительному, что приводит к ослаблению эл.-статич. взаимодействия и к уменьшению полной энергии системы. Оценка степени ионности хим. связи в разл. молекулах и молекулярных кристаллах — одна из задач *квантовой химии*. *В. Г. Дашевский.*

ИО́ННАЯ ТЕМПЕРАТУ́РА (T_i) — условный параметр, характеризующий ср. кинетич. энергию хаотич. движения ионов в плазме. Удобно применять его в тех случаях, когда ф-ция распределения ионов по скоростям близка к максвелловской. Значение T_i в плазме большей частью заметно отличается от электронной темп-ры T_e (подробнее см. *Температуры компонент плазмы*).

ИО́ННАЯ ЭМИ́ССИЯ — испускание положит. и отрицат. ионов поверхностью конденсированной среды под воздействием к.-л. инициирующего возбуждения. Происходит в результате получения атомами или молекулами эмиттера энергии, достаточной для преодоления сил, удерживающих их на поверхности, и приобретения заряда. Нагревание материала и тепловое испарение его частиц обусловливают термоионную эмиссию (см. также *Поверхностная ионизация*). При этом испускаются только однократно заряженные ионы. Электрич. поля напряжённостью $\sim 10^7$ В/см у поверхности вызывают т. н. полевую ионную эмиссию. При этом образуются однозарядные и многозарядные положит. ионы. Облучение материала фотонами или электронами может сопровождаться удалением частиц с поверхности, часть к-рых испускается в виде ионов (фотонно-ионная и *электронно-ионная эмиссия*). Бомбардировка поверхности ускоренными ионами или атомами приводит к выбиванию частиц из поверхностного слоя (см. *Ионно-ионная эмиссия*, *Распыление*, *Ионная бомбардировка*).

И. э. широко используется для создания *ионных источников*, а также для диагностики поверхности и приповерхностного слоя твёрдого тела.

Лит.: Зандберг Э. Я., Ионов Н. И., Поверхностная ионизация, М., 1969; Методы анализа поверхностей, пер. с англ., под ред. А. Зандерны, М., 1979. *Н. Н. Петров.*

ИО́ННОЕ ТРАВЛЕ́НИЕ — удаление вещества с поверхности твёрдого тела под действием *ионной бомбардировки*. Процесс И. т. зависит от интенсивности пучка, вида, энергии и угла падения ионов, а также от материала и состояния мишени. В процессе И. т. вследствие распыления, дефектообразования, имплантации ионов и атомов отдачи меняются элементный состав и структура поверхности: происходит обогащение поверхности определ. элементом, кристаллизация или

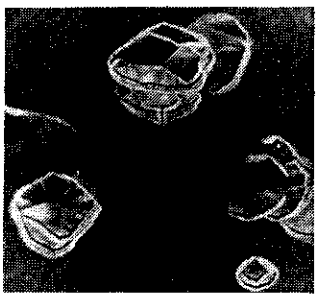


Рис. 1.

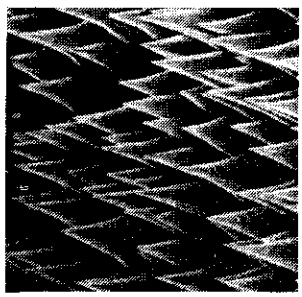


Рис. 2.

аморфизация поверхностного слоя. Изменение поверхностного рельефа при И. т. включает неск. стадий: 1) возникновение дефектов (*вакансий*, *межузельных атомов*, *дислокаций*); 2) появление микроскопич. неоднородностей размерами 10—100 нм [ямки травления, конич. или пирамидальные выступы (рис. 1,2) границы зёрен]; 3) образование неоднородностей макроскопич. размеров порядка долей мкм.

Скорость И. т. в единицах массы вещества, уносимого с единичной площадки, определяется соотношением:

$$v=\frac{MK}{NZe}j,$$

где M — ат. масса вещества мишени, K — коэф. распыления, N — число Авогадро, Ze — заряд иона, j —

плотность ионного тока. Толщина слоя, распылённого за 1 с, равна v/ρ, где ρ — плотность мишени.

И. т. используется для выявления структуры поверхности, дефектов, деформированных участков. И. т. применяется также для создания многоострийной поверхности (см. *Автоэлектронная эмиссия*, *Ионный проектор*), для профилирования при послойном анализе состава разл. слоёв методами *оже-спектроскопии*, для избирательного удаления вещества через маски при создании элементов микроэлектроники (см. *Микролитография*).

Лит.: Распыление твердых тел ионной бомбардировкой, в. 2, пер. с англ., под ред. Р. Бериша, М., 1986.

Л. И. Правилычус, Ю. И. Дудонис.

ИОННО-ЗВУКОВЫЕ КОЛЕБАНИЯ — низкочастотные акустич. продольные волны, распространяющиеся в плазме с независящей от частоты скоростью

$$v_s = \sqrt{(Z\gamma_e kT_e + \gamma_i kT_i)/M_i},$$

где Z — заряд, M_i — масса ионов, T_e и T_i — темп-ры электронов и ионов, γ_e и γ_i — отношение уд. теплоёмкостей электронного и ионного газов.

И.-з. к. слабо затухают лишь в случае бесстолкновительной (частота колебаний много больше частоты столкновений) и неизотермической ($T_e \gg T_i$) плазмы. При выполнении этих условий инерция среды определяется ионами, а упругая возвращающая сила — давлением электронного газа. Если условие $T_e \gg T_i$ не выполнено (напр., $T_e \approx T_i$, изотермич. плазма), то волна не распространяется вследствие сильного *Ландау затухания*.

Наличие магн. поля не оказывает влияния на распространение И.- з. к. вдоль него, однако искажает их в случае «косого» (под углом к полю) распространения, порождая два типа магнитозвуковых волн (ускоренные и замедленные). См. также ст. *Волны в плазме*, *Плазма* и лит. при них.

Б. А. Трубников.

ИОННО-ИОННАЯ ЭМИССИЯ (вторичная ионная эмиссия) — испускание ионов конденсированной средой при бомбардировке её ионами. В результате передачи частицам кинетич. энергии и импульса от первичных бомбардирующих ионов происходит *распыление* (см. *Ионная бомбардировка*). Ионизация распылённых частиц происходит в процессе или после вылета в результате электронного обмена (см. ниже). При И.- и. э. могут быть выбиты как отрицательные, так и положит. ионы, в основном и в возбуждённом состояниях. В пучке вторичных ионов присутствуют многозарядные ионы и ионы соединений (напр., при бомбардировке Al ионами Ar^+ в атмосфере O_2 вылетают ионы $Al_2O_3^+$, $Al_nO_m^+$). Кол-во многозарядных ионов растёт с энергией $\mathcal{E}_0$ бомбардирующих ионов (напр., при бомбардировке W ионами Ar^+ с энергией $\mathcal{E}_0$=150 кэВ оно достигает 10%). Наблюдаются также заряж. скопления из многих атомов (*кластерные ионы*), напр. W_{34}^+; число таких ионов, как правило, невелико.

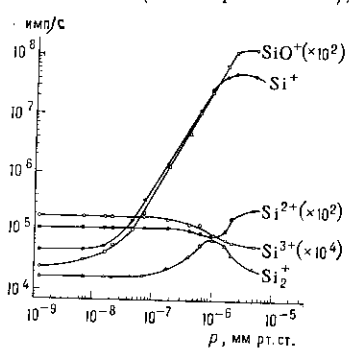


Рис. 1. Выход вторичных ионов (в относительных единицах) из Si при бомбардировке ионами Ar^+ с энергией 4 кэВ в зависимости от давления p кислорода.

И.-и. э. характеризуется коэф. И.- и. э. $S^{\pm}$, равным отношению потока вторичных ионов данного типа к потоку первичных ионов. Присутствие в камере или на поверхности эл.-отрицат. газа, напр. O_2, повышает S^+ на неск. порядков (рис. 1) (для эмиссии многозарядных ионов и кластеров зависимость S^+ от давления O_2 более сложная); присутствие эл.- положит. газа (Cs) увеличивает эмиссию отрицат. ионов.

И.-и. э. зависит от энергии первичных ионов $\mathcal{E}_0$ и начинается с нек-рой пороговой энергии порядка неск. десятков эВ. С увеличением $\mathcal{E}_0$ коэф. S^+ возрастает. При бомбардировке Si ионами Ar^+ возрастание $\mathcal{E}_0$ от 2 до 8 кэВ приводит к увеличению на порядок выхода однозарядных ионов материала мишени и к увеличению более чем на 3 порядка выхода многозарядных ионов (Si^{2+}, Si^{3+}; рис. 2). В этом диапазоне энергий S^+ растёт быстрее, чем коэф. распыления S, достигает максимума и начинает падать с увеличением $\mathcal{E}_0$, как и S.

С возрастанием угла ϑ падения ионов (отсчитываемого от нормали к поверхности) S^+ увеличивается. Для монокристаллич. мишени зависимость $S^+(\vartheta)$ немонотонна: эмиссия минимальна, когда направление падения ионов совпадает с направлением низкоиндексных кристаллографич. осей. Коэф. S^+ растёт с увеличением массы бомбардирующих ионов (для элементов, химически активных по отношению к веществу мишени, это правило нарушается). S^+ является немонотонно убывающей ф-цией ат. номера материала мишени (рис. 3). Коэф. S^+ увеличивается с уменьшением энергии ионизации атомов мишени и сложным образом зависит от темп-ры мишени T. При невысоких темп-рах S^+ меняется за счёт разложения соединений, содержащих ионы материала мишени и очистки поверхности. Начиная с некоторых температур, когда поверхность уже очищена, S^+ не зависит от T. При температурах фазовых переходов S^+ испытывает существенные изменения.

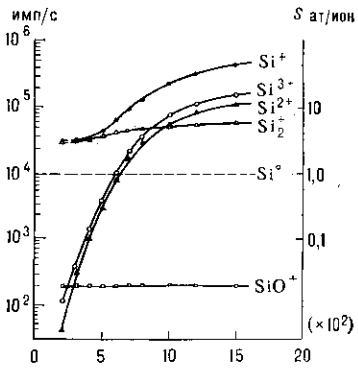


Рис. 2. Выход вторичных ионов из Si в зависимости от энергии $\mathcal{E}_0$ бомбардирующих ионов Ar^+.

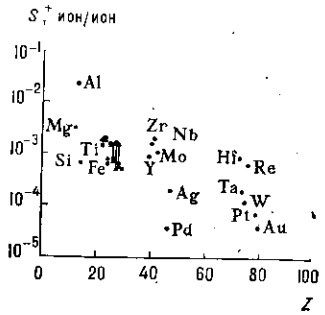


Рис. 3. Зависимость коэффициента ионно-ионной эмиссии от атомного номера Z_2 материала мишени при бомбардировке ионами Ar^+ с энергией 3 кэВ.

Энергетич. спектр положит. вторичных ионов имеет максимум при энергиях $\mathcal{E}$ порядка неск. эВ и «хвост» в сторону бо́льших энергий (рис. 4). Для кластерных ионов спектр сужается и сдвигается в сторону меньших энергий. Энергетич. спектр отрицат. ионов более широк и смещён в сторону больших энергий. Пространств. распределение вторичных ионов похоже на распределение распылённых нейтральных частиц и зависит гл. обр. от энергии и углов падения бомбардирующих ионов и структуры мишени. Для поликристаллов, бомбардируемых нормально падающими ионами с энергией порядка неск. кэВ, пространств. распределение близко к изотропному. При наклонном падении первичных ионов (с энергией неск. кэВ) И.-и. э. максимальна вблизи зеркального угла. Из монокристал-

лов наиб. число ионов вылетает в направлениях более плотной упаковки атомов.

Существуют 2 теории И.-и. э. Одна рассматривает каскады атомных столкновений (кинематич. механизм), приводящих к образованию иона или нейтральной возбужденной частицы, к-рая превращается в ион за счет оже-процесса (см. *Оже-эффект*). Др. предполагает образование иона в результате электронного обмена между эмитированной вторичной частицей и поверхностью твердого тела (обменный механизм). Электронно-обменная теория приводит к след. выражению для вероятности ионизации R ($S^+ = R^+ S$):

$$R^+ = 2\pi \exp[-\pi (I - \Phi)/2\gamma\pi c v \cos 0].$$

Здесь I — энергия ионизации распыляемой частицы, Φ — работа выхода материала мишени, v — скорость первичной частицы, θ — угол между направлением v и нормалью к поверхности, γ — величина, характеризующая протяженность взаимодействия атома с поверхностью (обычно $\gamma \sim 1$Å), коэф. $c > 1$ характеризует уменьшение разности $(I - \Phi)$ за счет сил электрич. изображения. Для отрицат. ионов R^- описывается аналогичным выражением с заменой $(I - \Phi)$ на $(\Phi - A)$, где A — энергия сродства к электрону.

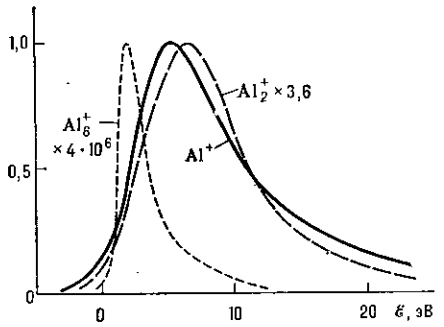


Рис. 4. Энергетические спектры атомарных и кластерных ионов Al при бомбардировке его ионами Ar^+ с энергией 10 кэВ.

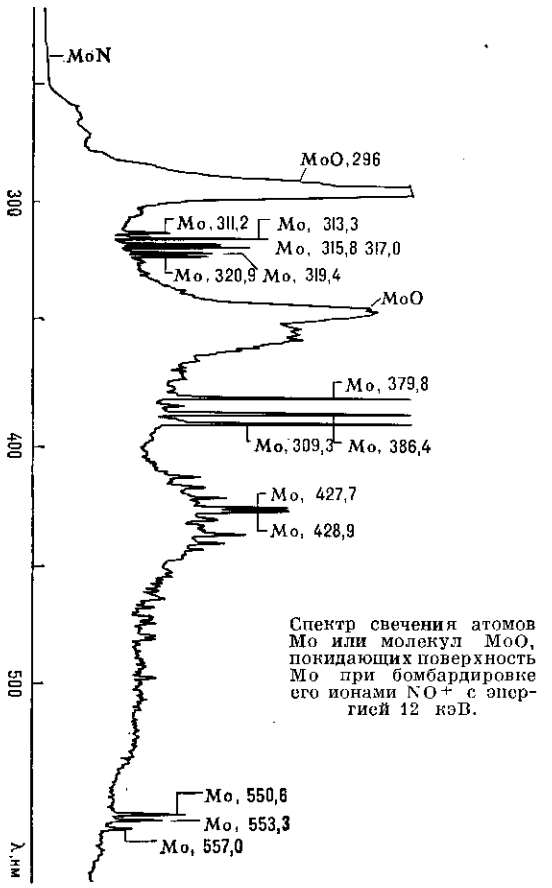
И.-и. э. в сочетании с анализом частиц по массе используется для исследования состава и структуры поверхности твёрдого тела и распределения элементов по глубине (вторично-ионная *масс-спектроскопия*).

Лит.: Добрецов Л. Н., Гомоюнова М. В., Эмиссионная электроника, М., 1966; Черепин В. Т., Васильев М. А., Вторичная ионно-ионная эмиссия металлов и сплавов, К., 1975; Векслер В. И., Вторичная ионная эмиссия металлов, М., 1978; Электронная и ионная спектроскопия твёрдых тел, пер. с англ., М., 1981. *В. Е. Юрасова.*

ИОННО-ФОТОННАЯ ЭМИССИЯ — испускание фотонов при ионной бомбардировке твёрдого тела (мишени). Происходит в результате снятия электронного возбуждения в атомах и молекулах, возникшего при торможении ионов или их нейтрализации. Излучать могут как частицы в объёме твёрдого тела (ионолюминесценция), так и покидающие поверхность возбуждённые атомы, молекулы и ионы мишени (И.-ф. э.). В последнем случае испускание происходит на разл. расстояниях от поверхности, определяемых скоростью частиц и временем жизни в определ. возбуждённом состоянии. Над поверхностью образуется светящийся ореол, что позволяет легко отделить это свечение от ионолюминесценции.

В спектрах И.-ф. э. наблюдаются линии атомов, ионов и молекулярные полосы (рис.), а в отд. случаях и квазинепрерывное излучение (природа к-рого пока не ясна). Наиб. интенсивными в спектрах являются, как правило, линии распылённых атомов.

Количественно И.-ф. э. характеризуется коэф. эмиссии или выходом η фотонов (усреднённое число фотонов на 1 падающий ион для выбранного спектрального перехода). Для наиб. интенсивных переходов $\eta \sim 10^{-3}$—10^{-7} фотонов/ион для чистых металлов и может быть значительно выше для окислов металлов или диэлектриков. Ср. энергия распылённых возбуждённых частиц составляет неск. десятков эВ, т. е. выше, чем у общего потока распылённых частиц (см. *Распыление*). Её величина не зависит от энергии падающих ионов. Возбуждение отлетающих частиц обусловлено соударениями в объёме тела или взаимодействием их валентных электронов с поверхностью.



Спектр свечения атомов Mo или молекул MoO, покидающих поверхность Mo при бомбардировке его ионами NO^+ с энергией 12 кэВ.

Явление И.-ф. э. лежит в основе метода ионно-фотонной спектроскопии для диагностики поверхности. Анализ спектров излучения позволяет определить не только элементный состав поверхности, но и её электронную структуру и характер взаимодействия поверхностных атомов, а также даёт уникальные сведения о динамике электронных переходов в приповерхностной области материала в условиях облучения его ионным пучком (в процессе радиац. повреждения).

Лит.: Петров Н. Н., Аброян И. А., Диагностика поверхности с помощью ионных пучков, Л., 1977; Поп С. С., Закономерности и механизмы ионно-фотонной эмиссии металлов, в сб.: Проблемы физической электроники, Л., 1989; Thomas G. E., Bombardment-induced light emission, «Surface Sci.», 1979, v. 90, № 2, p. 381. *Н. Н. Петров.*

ИОННО-ЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ — испускание электронов твёрдым телом при бомбардировке его ионами. Различают потенц. вырывание электронов (потенц. И.-э. э.) и их кинетич. выбивание (кинетич. И.-э. э.). Потенц. вырывание связано с передачей электронам мишени энергии, выделяющейся при переходе бомбардирующего иона в осн. состояние атома. Этот переход осуществляется обычно путём т. н. оже-нейтрализации. Если к поверхности металла приближается ион, незанятый энергетич. уровень к-рого лежит ниже уровня Ферми, то на этот уровень перейдёт один из электронов проводимости (напр., *1*; рис.

1, *а*). В результате этого ион нейтрализуется, высвобождающаяся энергия передаётся др. электрону металла (напр., *2*), к-рый получает возможность покинуть металл. В этом случае И.-э. э. может иметь место, если соблюдается условие $\mathcal{E}_и > 2\,Ф$, где $\mathcal{E}_и$ — энергия ионизации атомов, ионы к-рых направляются на металл, Ф — *работа выхода* металла. Для неметаллов вместо Ф в граничное условие входит энергия наивысшего заполненного электронами уровня; напр., для собств. полупроводника — «потолок» валентной зоны.

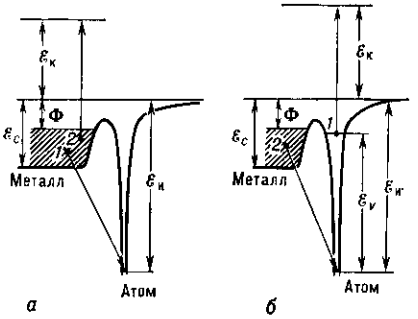


Рис. 1. *а* — оже-нейтрализация положительного иона на металлической поверхности: $\mathcal{E}_и$ — энергия ионизации; Ф — работа выхода металла; $\mathcal{E}_c$ — дно зоны проводимости; $\mathcal{E}_к$ — кинетическая энергия электрона в вакууме; *б* — оже-дезактивация.

Коэф. потенц. вырывания $\gamma_п$, равный ср. числу уходящих в вакуум электронов, приходящихся на 1 ион, возрастает с увеличением $\mathcal{E}_и$ и для однозарядных ионов инертных газов достигает неск. десятков %. В случае многозарядных ионов захват электронов ионом происходит последовательно со ступенчатым понижением кратности заряда иона до 0. При этом $\gamma_п$ может превышать 1. При энергии ионов $\mathcal{E} \leqslant 1$ кэВ коэф. $\gamma_п$ от $\mathcal{E}$ зависит слабо (уменьшается с ростом $\mathcal{E}$; рис. 2). При больших $\mathcal{E}$ величины $\gamma_п$ снижаются до 0.

В отд. случаях, когда возможна нейтрализация ионов в возбуждённое состояние атома, вырывание электронов осуществляется путём о ж е - д е з а к т и в а ц и и (рис. 1, *б*). Энергия, выделившаяся при переходе второго электрона мишени (напр., *2*) в осн. состояние возбуждённого атома, передаётся электрону *1*, оказавшемуся на возбуждённом уровне. При этом условие появления эмиссии: $\mathcal{E}v > Ф$, где $\mathcal{E}v$ — энергия возбуждения атома. Вырывание электронов путём оже-дезактивации осуществляется при облучении мишеней из тугоплавких металлов ионами Ne, что обусловливает особый вид кривых $\gamma_п(\mathcal{E})$ (рис. 2). При $\mathcal{E}_и$, близких к 2Ф, или $\mathcal{E}v$, близких к Ф, коэф. $\gamma_п$ может заметно зависеть от темп-ры T мишени. В случае монокристаллич. мишени $\gamma_п$ в значительной мере определяется гранью кристалла. Форма энергетич. спектра эмитируемых электронов (рис. 3), макс. энергия к-рых обычно приближается к $\mathcal{E}_и - 2Ф$, зависит от распределения электронов по энергиям в зоне проводимости металла (или в валентной зоне полупроводника) и может быть использована для её определения.

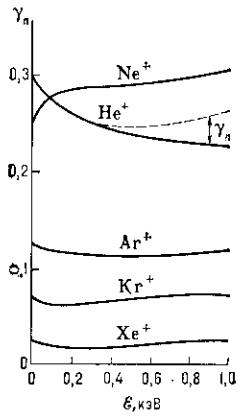


Рис. 2. Зависимость коэффициента потенциального вырывания электронов $\gamma_п$ из Mo от энергии $\mathcal{E}$ ионов инертных газов; при $\mathcal{E} \geqslant 0{,}4$ кэВ ионы He^+ вызывают кинетическое выбивание электронов; пунктирная кривая описывает полный коэффициент ионно-электронной эмиссии $\gamma = \gamma_п + \gamma_к$.

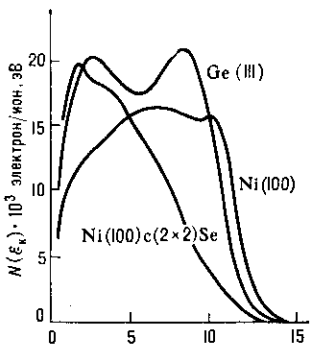


Рис. 3. Энергетический спектр электронов при потенциальном вырывании их ионами He^+ с энергией 5 эВ. Надпись Ni (100) с (2×2) Se означает, что на грани (100)Ni адсорбирован Se, образующий кубическую решётку (с) с размерами 2×2.

Кинетич. выбивание обусловлено ударной ионизацией атомов поверхностного слоя мишени и бомбардирующих частиц. Для него характерен энергетич. порог $\mathcal{E}_п$ (рис. 4). При бомбардировке тугоплавких металлов ионами Li^+ (и более тяжёлыми) $\mathcal{E}_п > 1$ кэВ; для диэлектриков, напр. щёлочно-галоидных кристаллов, $\mathcal{E}_п \sim 0{,}1 \div 0{,}2$ кэВ. За порогом коэф. кинетич. выбивания $\gamma_к$ растёт, выходит на плато и далее уменьшается (рис. 4). Для ионов H^+ максимум эмиссии наблюдается при $\mathcal{E}_и = 100$ кэВ (для металлов $\gamma_к^{макс} \approx 1{,}5$); для более тяжёлых ионов $\mathcal{E}$ — порядка неск. МэВ, а $\gamma_к$ может достигать десятков и зависит от состояния поверхности.

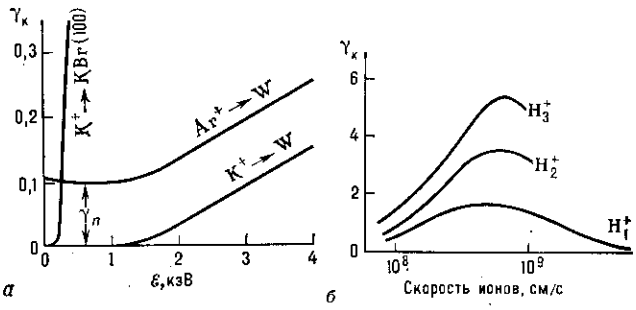


Рис. 4. Вид зависимости коэффициента кинетического выбивания $\gamma_к$ от энергии ионов $\mathcal{E}$ для W, KBr (*а*) и Cu (*б*) при бомбардировке ионами.

В вакуум выходят как электроны атомов мишени, так и самих бомбардирующих частиц. Нек-рое кол-во электронов возбуждается быстрыми атомами отдачи. В случае монокристаллов $\gamma_к$ различны для разных граней и немонотонно зависят от угла падения ионов. Распределение эмитированных электронов по энергиям имеет максимум ($\sim 1 \div 3$ эВ) и протяжённый спад, на к-ром выделяются пики и ступеньки, связанные с оже-переходами в соударяющихся частицах и др. процессами (рис. 5). На анализе этих особенностей спектров основана т. н. и о н н а я о ж е - с п е к т р о с к о п и я поверхности твёрдого тела.



Рис. 5. Энергетический спектр электронов при кинетическом выбивании.

Потенц. и кинетич. И.-э. э. металлов пространственно и во времени разделены. При подлёте ионов к поверхности сначала происходит их нейтрализация и испускаются электроны, обусловливающие потенц. И.-э. э. Затем при соударениях атомных частиц возникают электроны, обусловливающие кинетич. И.-э. э. Обычно обе И.-э. э. аддитивны: $\gamma = \gamma_п + \gamma_к$ (рис. 2). Аддитивность может не иметь места при облучении ионами диэлектриков и плёнок сложного состава.

Разогревание материала интенсивным ионным пучком, зарядка им поверхности плёнок и т. п. могут приводить к появлению термоэлектронной и полевой электронной эмиссий.

Лит.: П е т р о в Н. Н., А б р о я н И. А., Диагностика поверхности с помощью ионных пучков, Л., 1977; Х э г с-

трум Х., Исследование электронной структуры адсорбатов методами ионно-нейтрализационной и фотоэлектронной спектроскопии, в кн.: Электронная и ионная спектроскопия твёрдых тел, пер. с англ., М., 1981; Дорожкин А. А., Петров Н. Н., Ионная оже-спектроскопия, Л., 1983.
Н. Н. Петров.

ИОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ — кристаллы с ионным (электростатич.) характером связи между атомами. И. к. могут состоять как из одноатомных, так и многоатомных ионов. Примеры И. к. первого типа — кристаллы галогенидов щёлочных и щёлочноземельных металлов, образованные положительно заряженными ионами металла и отрицательно заряженными ионами галогена (NaCl, CsCl, CaF_2). Примеры И. к. второго типа — карбонаты, сульфаты, фосфаты и др. соли металлов, где отрицат. ионы кислотных остатков, напр. CO_3^{2-}, SO_4^{2-}, состоят из неск. атомов. Формальный заряд ионов, напр. Na^+, Mg^{2+}, O^{2-}, даже в наиболее типичных И. к., в действительности оказывается больше реального эфф. заряда, к-рый определяют рентгенографич., спектральными и др. методами. Так, напр., в NaCl эфф. заряд составляет для Na ок. $+0{,}9\ e$ (e — элементарный электрич. заряд), а для Cl соответственно $-0{,}9\ e$. Для MgF_2, $CaCl_2$ оценка эфф. зарядов анионов приводит к значениям ок. $-0{,}7\ e$, а для катионов — от $+1{,}2\ e$ до $+1{,}4\ e$. В силикатах и окислах «двухвалентный» ион O^{2-} в действительности имеет заряд от $-0{,}9$ до $-1{,}1\ e$. Т. о., фактически во мн. И. к. связь имеет ионно-ковалентный характер.

Как правило, И. к. являются диэлектриками, они прозрачны в видимой и ИК-областях. Наблюдающаяся иногда окраска И. к. обусловлена присутствием катионов редкоземельных или переходных металлов. Упругие модули и прозрачность И. к. тем выше, чем выше доля ковалентной составляющей связи. Для описания структуры И. к. разработаны детальные системы кристаллохим. радиусов (см. *Атомный радиус*).

Лит.: Современная кристаллография, т. 2, М., 1979; Уэллс А., Структурная неорганическая химия, пер. с англ., т. 1, М., 1987.
Б. К. Вайнштейн.

ИОННЫЕ ПРИБОРЫ (газоразрядные приборы) — приборы, наполненные к.-л. инертным газом (He, Ne, Ar, Kr, Xe), парами ртути или водородом, действие к-рых основано на прохождении электрич. тока через газоразрядную плазму, образующуюся в межэлектродном пространстве. Давление газов в И. п. составляет (10^{-4}÷100) мм рт. ст. По типу газового разряда, зажигающегося в приборе и определяемого природой электронной эмиссии из катода, родом газа и его плотностью, питанием разряда, различают И. п. несамостоят. дугового разряда, самостоят. дугового, тлеющего, искрового и коронного разрядов.

Осн. носителями тока в И. п. являются, как и в вакуумных (электронных) приборах, электроны, т. к. их *подвижность* значительно больше, чем подвижность ионов. Роль положит. ионов в газовом разряде сводится гл. обр. к компенсации объёмного заряда электронов. Такая компенсация обеспечивает прохождение через И. п. значит. токов, превышающих на неск. порядков токи вакуумных приборов. При этом падение напряжения на И. п. значительно меньше, чем падение напряжения на электронных приборах, а следовательно, кпд И. п. выше, чем электронных.

По областям применения И. п. делятся в основном на две группы: приборы преобразоват. техники, с помощью к-рых осуществляется выпрямление перем. тока, инвертирование (преобразование пост. тока в однофазный или многофазный переменный) и преобразование частоты; приборы обработки и визуального отображения информации.

И. п. преобразовательной техники при питании от источника перем. напряжения пропускают ток только при прямом напряжении, когда анод положителен по отношению к катоду. При обратном напряжении (когда анод отрицателен по отношению к катоду) они или вовсе не пропускают тока, или пропускают ничтожно малый ток. Это определяет их вентильное свойство.

В И. п. преобразовательной техники используются приборы несамостоятельного дугового разряда — тиратроны.

Тиратрон (Т) — трёхэлектродный прибор, содержащий накалённый оксидный катод, металлич. или графитовый анод и расположенную между ними управляющую сетку. Давление наполняющего газа порядка десятых долей мм рт. ст. В прямом направлении Т пропускает токи в неск. А при небольшом (15—20 В) падении напряжения на приборе. Это падение напряжения складывается из катодного падения потенциала, сосредоточенного на участке малой протяжённости около катода, и падения напряжения в столбе разряда (плазме), занимающем всю остальную часть межэлектродного промежутка. Пока анодный ток не превышает тока эмиссии катода, катодное падение потенциала неизменно и примерно равно потенциалу ионизации газа, наполняющего прибор. Практически неизменным остаётся и падение напряжения в столбе разряда, поскольку с ростом тока увеличивается степень ионизации газа в плазме и растет её электропроводность. Т. о., в рабочем интервале токов вольт-амперная характеристика Т горизонтальна.

При отрицат. потенциале анода Т обладает вентильным свойством, что и используется в преобразоват. установках. Обычно Т работает в режиме низких давлений наполняющего газа, относящемся к левой ветви кривой Пашена (см. *Пашена закон*). В этом случае напряжение возникновения самостоятельного разряда (пробоя) $U_з$ тем выше, чем меньше pd (p — давление газа, d — расстояние между электродами). Т. о., режим низких давлений обеспечивает высокую вентильную прочность Т: допустимое обратное напряжение у Т с инертными газами достигает 3÷5 кВ, а у Т с ртутным наполнением — 15÷25 кВ.

Управляющие свойства сетки Т по сравнению с электронными приборами ограничены. При положит. потенциале анода, но отрицат. (8÷10 В) потенциале сетки она не пропускает электроны в прианодное пространство, препятствует возникновению разряда — Т «заперт». При уменьшении по модулю потенциала сетки электроны, эмитированные катодом, проникают сквозь сетку, ионизуют газ и Т «отпирается». При этом потенциал сетки нейтрализуется окружающим её облаком ионов и она теряет управляющие свойства — анодный ток определяется параметрами анодной цепи и может быть прекращён только снижением анодного напряжения ниже напряжения горения разряда. После гашения разряда концентрация электронов и ионов в плазме постепенно уменьшается в результате *рекомбинации ионов и электронов*, ионная оболочка сетки рассасывается и через нек-рое время управляющие свойства сетки восстанавливаются. Время восстановления управляющих свойств сетки определяет предельную частоту работы Т~0,5—1 кГц. В табл. 1 приведены параметры нек-рых типов выпрямит. Т.

Таб л. 1.— **Параметры выпрямительных тиратронов.**

Тип	$U_{макс}$, кВ		$I_а$, А		$U_{нак}$, В	$I_{нак}$, А	Наполнение
	прям	обр	ампл	ср			
ТГ—2,5/4 . .	3	4	8	2,5	5	14	Xe
ТГ—5/3 . . .	3	3	15	5	5	19	Kr—Xe
ТР—6/15 . .	15	15	20	6,5	5	23	Hg
ТР—40/15 . .	15	15	120	40	5	68	Hg

Для формирования мощных кратковременных (0,1—1 мкс) импульсов тока амплитудой до кА при напряжениях до 25—35 кВ (напр., в линейных модуляторах)

широко используются импульсные водородные Т. Оксидный накаливаемый катод *1* (рис. 1) с большой за счёт рёбер поверхностью обеспечивает в импульсном режиме необходимый ток эмиссии. Многослойная управляющая сетка *4* практически полностью экранирует прикатодное пространство от поля анода *5*. Благодаря этому, а также малым зазорам между анодом и сеткой Т заперт даже при небольшом положит. потенциале сетки и выдерживает высокие прямые напряжения. Для зажигания осн. разряда надо на управляющую сетку подать такой положит. потенциал, к-рый

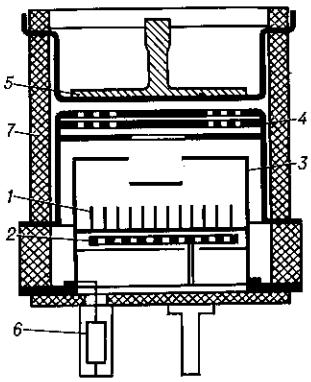


Рис. 1. Схематический разрез импульсного водородного тиратрона: *1* — оксидный катод; *2* — нагреватель катода; *3* — экран катода; *4* — управляющая сетка; *5* — анод; *6* — генератор водорода; *7* — корпус.

обеспечит не только зажигание на неё разряда, но и определ. величину тока, достаточную, чтобы проникающие за сетку электроны и ионы стимулировали зажигание разряда на анод. Т. о., водородный Т является И. п. с токовым управлением моментом возникновения разряда.

Наполнение этих Т водородом обеспечивает быстрое развитие разряда и быструю *деионизацию* газа после гашения разряда, т. е. крутые фронты импульсов тока и высокочастотность приборов. Допустимая частота повторения импульсов достигает 30—50 кГц. Генератор (накопитель) водорода *6* поддерживает неизменной плотность газа в Т, компенсируя его сорбцию электродами и стенками корпуса. Спец. вакуумная керамика корпуса Т не только повышает по сравнению со стеклянными колбами механич. прочность, но и в сочетании с хорошими условиями охлаждения анода обеспечивает существенное уменьшение габаритов прибора.

В линейных модуляторах с импульсным Т часто из-за рассогласованности сопротивления нагрузки и волнового сопротивления формирующей линии сразу после прохождения через Т импульса тока возникает напряжение обратной полярности. Вызывая появление обратного тока, оно препятствует восстановлению управляющих свойств сетки Т. Для снятия с Т этих обратных напряжений, а также в качестве вентилей в цепях заряда формирующих линий используются клипперные диоды. Эти неуправляемые высоковольтные ионные вентили конструктивно сходны с водородными Т. Отличие состоит в том, что электрод, выполняющий в Т ф-ции управления моментом зажигания разряда (сетка), здесь имеет потенциал катода и играет роль анодного экрана. Необходимость решения противоречивых задач — обеспечения свободного прохождения прямого тока и вместе с тем высокой вентильной прочности — определила конструкцию экрана в виде одного диска с отверстиями, благодаря чему его проницаемость больше проницаемости сетки тиратрона.

В табл. 2 приведены параметры трёх типов импульсных водородных тиратронов и клипперного диода.

Наиб. мощным И. п. преобразоват. техники являются приборы самостоят. дугового разряда — экзитроны и игнитроны.

Особенность этих приборов — ртутный катод в виде слоя ртути на дне корпуса. На рис. 2 приведена схема экзитрона (Э). Газовый разряд горит в парах ртути, испаряющейся с катода, конденсирующейся на стенках корпуса и стекающей обратно на катод. Давление насыщенного ртутного пара в рабочем пространстве колеблется от 0,001 до 0,01 мм рт. ст. Оно определяется темп-рой участков корпуса, на к-рых происходит конденсация. Эта темп-ра поддерживается на определ. уровне путём охлаждения корпуса водой, пропускаемой через его водяную рубашку.

Источником электронов, обеспечивающих формирование в межэлектродном пространстве газоразрядной плазмы и перенос тока, является катодное пятно на поверхности ртути, образованное в результате пропускания

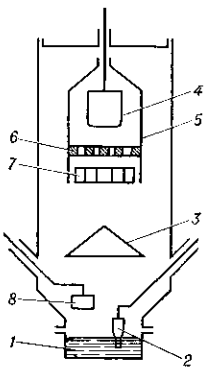


Рис. 2. Структурная схема экзитрона: *1* — ртутный катод; *2* — зажигатель; *3* — отражатель; *4* — анод; *5* — экран анода; *6* — управляющая сетка; *7* — деионизационный фильтр; *8* — анод возбуждения.

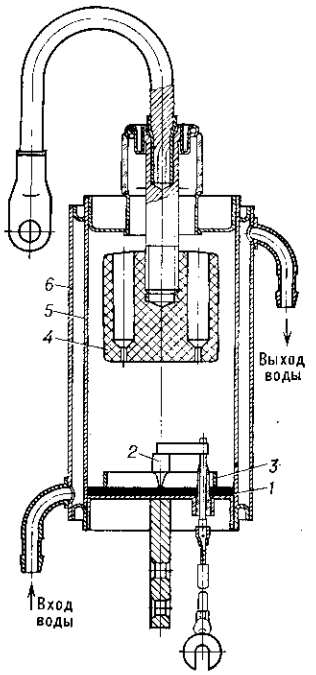


Рис. 3. Осевой разрез игнитрона: *1* — ртутный катод; *2* — зажигатель; *3* — ограничитель катодного пятна; *4* — анод; *5* — корпус; *6* — рубашка охлаждения.

импульсов тока через погружённый в ртуть полупроводниковый зажигатель. Обладая неогранич. эмиссионной способностью, катодное пятно может обеспечить любой ток через Э. Вместе с тем оно может существовать только при токах не ниже 5—8 А. Поэтому в Э имеются аноды возбуждения (один или два), поддерживающие существование катодного пятна в обратный полупериод напряжения основного анода и при снижении тока основного разряда ниже мин. тока существования катодного пятна.

Моментом зажигания дуги на осн. анод управляют с помощью сетки, закреплённой в окружающем анод экране. Её действие аналогично действию сетки в выпрямит. тиратроне.

В условиях низких давлений наполняющего прибор газа рекомбинация электронов и ионов происходит на стенках корпуса и поверхностях электродов, соприкасающихся с плазмой. Поэтому для ускорения деионизации анодно-сетчатого пространства в течение обратного полупериода анодного напряжения и для ограничения диффузии в это пространство зарядов из области

Таблица 2. — **Параметры импульсных тиратронов и клипперного диода.**

Тип	$I_а$, А		$U_а$, кВ	$U_{нак}$, В	$I_{нак}$, А	Сеточный импульс		
	имп	ср	пр			$U_с$, В	$I_с$, А	τ, мкс
ТГИ1 — 130/10	130	10	10	6,3	6	170	0,5	2—8
ТГИ1 — 1000/25	1000	1,0	25	6,3	22	500	3	3—6
ТГИ1 — 2000/35	2000	2,0	35	6,3	55	1000	10	3—8
ГКД1 — 500/20	500	1,0	20*)	6,3	16			

*) Обратное напряжение.

постоянно горящей дуги возбуждения под сеткой расположен изолированный от неё деионизационный фильтр, находящийся под *плавающим потенциалом*.

Однако сужение разряда в отверстиях сетки и фильтра является недостатком Э, проявляющимся в проводящую часть периода. Во-первых, повышенная рекомбинация на стенках в местах сужений обусловливает значит. перепады напряжения в этих местах и тем самым увеличение общего падения на Э. Во-вторых, увеличение этих перепадов напряжения с ростом тока приводит к двум явлениям, затрудняющим горение разряда и приводящим, в свою очередь, к росту этих перепадов,— выдуванию газа из сужений плотным потоком электронов и обеднению газа неионизованными атомами (образование т. н. псевдовакуума). При достижении нек-рой критич. плотности тока в сужениях перепады потенциала в них катастрофически нарастают, что приводит к вышеуказанным явлениям, и дуга обрывается.

Указанного недостатка в значит. мере лишён и г н и т р о н (И), в к-ром отсутствует непрерывно горящая дуга возбуждения, а управление моментом зажигания разряда на анод производится подачей импульса напряжения на зажигатель (рис. 3). После возникновения дуги между катодом и зажигателем она сразу перебрасывается на анод. Отсутствие управляющей сетки и фильтра обеспечивает возможность прохождения через И импульсов тока в десятки кА.

Недостатками И являются значит. мощность поджига и вероятность (порядка $5 \cdot 10^{-6}$) пропусков зажигания.

В И. п. обработки и отображения информации (и н д и к а т о р а х) в основном используется тлеющий разряд в неоне и смесях газов на его основе. Применение тлеющего разряда позволяет создавать приборы с холодным катодом, равномерно светящимися поверхностями желательной конфигурации, токами разряда порядка единиц и десятков мА, временами развития и прекращения разряда в единицы — десятки мкс. Нанесение на поверхности разл. люминофоров, светящихся под действием УФ-излучения плазмы, позволяет получать разл. цвета свечения индикатора.

Простейшие газоразрядные индикаторы — н е о н о в ы е л а м п ы [Л:3] — представляют собой двухэлектродный прибор, в к-ром индикаторным элементом является цилиндрич. или плоский катод, покрывающийся при возникновении разряда плёнкой катодного тлеющего свечения. Обычно они используются как сигнализаторы наличия напряжения в электрич. цепях. Давление газа (50—100 мм рт. ст.) и расстояние между электродами подбираются так, чтобы $U_з$ было наименьшим (минимум кривой Пашена).

З н а к о в ы е и н д и к а т о р ы предназначены для создания изображений цифр, букв и разл. символов. Они имеют один или два сетчатых анода и набор катодов в форме отображаемых символов [Л:1]. Схема управления в соответствии с кодом символа обеспечивает включение нужного катода; при этом между ним и ближайшим анодом зажигается тлеющий разряд. Подбором анодного резистора обеспечивается режим слабоаномального тлеющего разряда, при к-ром вся поверхность катода покрывается тлеющим свечением. Это свечение в форме символа просматривается через стекло колбы прибора.

Л и н е й н ы й г а з о р а з р я д н ы й и н д и к а т о р (ЛГИ) — прибор, работа к-рого основана на свойстве нормального тлеющего разряда — пропорциональности площади покрытия катода тлеющим свечением разрядному току. В ЛГИ катод представляет собой молибденовую проволоку, натянутую по оси длинной стеклянной трубки — баллона прибора. Катод окружён коробчатым анодом с прозрачной сеткой, через к-рую наблюдается покрывающее катод свечение. Измерение длины свечения позволяет судить о силе тока через ЛГИ или др. измеряемой величине, преобразуемой соответствующим датчиком в пропорциональный ей ток индикатора.

Т и р а т р о н ы т л е ю щ е г о р а з р я д а (ТТР) — многоэлектродные приборы, содержащие катод, анод и одну или неск. управляющих сеток. Управление зажиганием разряда на анод с током в неск. мА при запираемом анодном напряжении 200 В обеспечивается с помощью сеток сигналами напряжением 5—15 В при токе управления в единицах мкА.

Работа прибора основана на явлении з а р я д о в о й с в я з и — снижении $U_з$ в промежутке катод — анод при поступлении в него электронов и ионов из соседнего промежутка, где горит разряд.

Схематич. изображение простейшего ТТР типа МТХ-90 приведено на рис. 4. Большое расстояние от штыревого анода *3* до цилиндрич. катода большого диаметра *1* в условиях режима, соответствующего правой ветви кривой Пашена, определяет (в отсутствие разряда между катодом и сеткой) высокое $U_з$ осн. разряда. Малое расстояние сетка *2* — катод позволяет напряжением 70—90 В зажечь между ними подготовит. разряд с током 3 мкА. Последующая подача на сетку через разделит. конденсатор импульса напряжения 10—20 В приводит к увеличению сеточного тока,

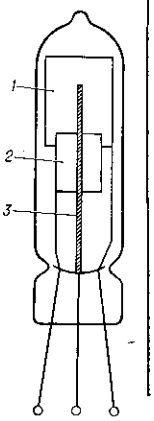


Рис. 4. Схематический разрез тиратрона тлеющего разряда: *1* — катод; *2* — сетка; *3* — анод.

усилению зарядовой связи и благодаря этому к развитию осн. разряда на анод.

Наиб. современным индикаторным ТТР, сопрягающимся с ТТЛ-микросхемами, является тиратрон ТХ-19А. Подготовит. разряд, постоянно горящий между подкатодом ПК и сетками C_1 или C_2 (рис. 5), играющими роль его анодов, образует плазменный источник электронов — т. н. *плазменный катод*. При положит. потенциале +5В хотя бы на одной из сеток между плазменным катодом и осн. катодом К, находящимся под

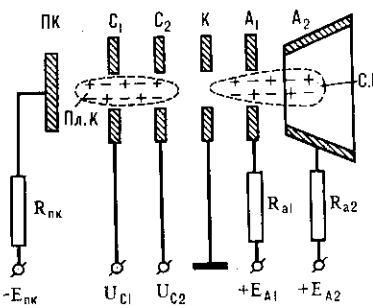


Рис. 5. Схема расположения электродов тиратрона ТХ-19А: ПК — подкатод; C_1 и C_2 — управляющие сетки; К — катод; A_1 — анод памяти; A_2 — индикаторный анод.

нулевым потенциалом, возникает электрич. поле, препятствующее прохождению электронов в пространство катод — аноды, и разряд на аноде не возникает. При потенциалах обеих сеток, близких к нулю, электроны проникают за катод и разряд зажигается. Сетки, как и в тиратронах с накалённым катодом, теряют управляющие свойства после зажигания разряда, и он горит до снятия напряжения с анодов. Это свойство приборов сохранять состояние индикации после прекращения вызвавшего её сигнала получило название «памяти». При наличии напряжения только на аноде A_1 излучение разряда не просматривается, т. е. световая индикация отсутствует, но информацию «помнит» анод памяти A_1. При подаче напряжения на покрытый люминофором индикаторный анод A_2 плазма заполняет пространство около него и её УФ-излучение возбуждает люминофор— происходит световая индикация информации.

Г а з о р а з р я д н ы е и н д и к а т о р н ы е п а н е л и (ГИП) обладают наибольшей информативной ёмкостью. Они представляют собой матрицы газоразрядных ячеек, образованных на пересечении взаимно

перпендикулярных электродов. Когда к паре таких электродов приложено напряжение, превышающее напряжение зажигания разряда, в ячейке возникает светящийся разряд. Комбинируя адресацию и последовательность приложения напряжений, можно получать разл. изображения. В качестве источника свечения используется катодное тлеющее свечение, собственное свечение столба разряда или возбуждаемое излучением плазмы свечение люминофора.

Различают три вида панелей: ГИП пост. тока с внеш. адресацией, ГИП пост. тока с внутр. адресацией (с самосканированием) и ГИП перем. тока.

ГИП пост. тока с внеш. адресацией содержат стеклянные пластины, на нижней из к-рых расположены параллельные горизонтальные (строчные) электроды, а на верхней — вертикальные (столбцовые) полупрозрачные электроды. Газовый зазор между электродами обеспечивается перфорированной диэлектрич. пластиной. Собранная конструкция по периметру герметизируется и наполняется газом. Токоограничивающие резисторы либо выполняются навесными, либо наносятся в плёночном исполнении на стекло самой панели.

Лит.: Каганов И. Л., Ионные приборы, М., 1972; Яблонский Ф. М., Системы отображения информации, М., 1983; Быстров Ю. А., Литвак И. И., Персианов Г. М., Электронные приборы для отображения информации, М., 1985.

В. Д. Соболев.

ИОННЫЕ РАДИУСЫ — см. в ст. *Атомный радиус*.

ИОННЫЕ СУПЕРПРОВОДНИКИ (твёрдые электролиты) — вещества, обладающие в твёрдом состоянии высокой ионной проводимостью σ, сравнимой с проводимостью жидких *электролитов* и расплавов солей (10^{-1}—10^{-3} $Ом^{-1}$ $см^{-1}$). И. с. можно разделить на 2 типа. 1) *Ионные кристаллы*, способные находиться в зависимости от темп-ры в двух состояниях, из к-рых низкотемпературное характеризуется малой проводимостью (диэлектрик или полупроводник), а высокотемпературное — аномально высокой ионной проводимостью (суперионное состояние). Суперионное состояние обнаружено, напр., у Ag_2S, AgI, AgBr, CuBr, Cu_2S, CuCl, $RbAg_4I_5$, в к-рых мигрирует металлич. катион (рис. 1).

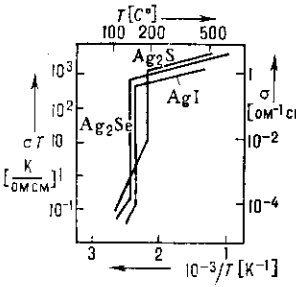


Рис. 1.

Соединения с большой концентрацией примесных ионов: окисные твёрдые растворы типа MO_2—$M''O$ и MO_2—M'_2O_3, где M—Zr, Hf, Ge; M′—Ca, Sr, Ba; M″—S, Y, лантаноиды (носители заряда ионы кислорода O^-); глиноземы, напр. $Na_2O \cdot 11Al_2O_3$ (β-глинозём, мигрирует Na^+ по плоскостям, лежащим между блоками Al_2O_3) и др. И. с. иногда наз. также стёкла и ионообменные смолы, обладающие заметной ионной проводимостью благодаря наличию электроактивных добавок.

Определяющим свойством кристаллич. И. с. является полная или частичная разупорядоченность подрешётки атомов одного сорта в упорядоченной структуре остальных атомов. Наглядным образом И. с. является жесткокристаллич. каркас (матрица), пропитанный «ионной жидкостью». Для И. с. характерна рыхлость структуры с большим числом свободных позиций для подвижных ионов. Разрешённые позиции в совокупности образуют одно-, двух- или трёхмерную сетку проводящих каналов (рис. 2). Подвижные ионы могут занимать несколько положений в элементарной ячейке и легко мигрировать между ними и, следовательно, по всей кристаллич. решётке матрицы. Движение ионов проводимости в кристалле является сложным и сочетает в себе колебания ионов в потенциальных ямах и диффузионные перескоки из одного положения равновесия в другое. При этом время осцилляций в потенциальной яме и время пролёта над барьером имеют одинаковый порядок. Кроме того, возбуждения системы подвижных ионов сильно связаны с колебаниями матрицы.

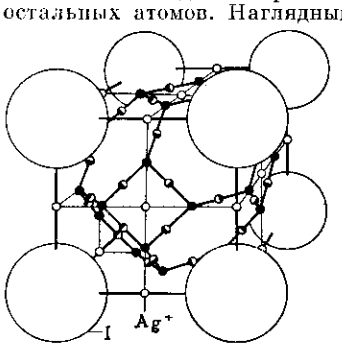


Рис. 2. Структура AgI в суперионной фазе (при $T > 147$ °C). В элементарной ячейке 2 иона проводимости Ag^+ статистически распределены по 42 разрешённым позициям 3 типов.

Фазовый переход из одного состояния в другое сопровождается скачкообразным разупорядочением одной из подрешёток. Др. подрешётка (матрица) может претерпевать при этом структурные изменения, сохраняя, однако, жёсткость. У нек-рых И. с. не найдена диэлектрич. фаза (теоретически допустимо существование И. с., у к-рых одна из подрешёток разупорядочена вплоть до $T=0$ К). Одновременно с переходом в суперионное состояние наблюдаются аномалии в температурных зависимостях термодинамич. и кинетич. характеристик.

Механизмы переноса заряда И. с. многообразны. Проводимость может быть собственной или примесной, чисто ионной, вакансионной или смешанной. Чаще всего она осуществляется ионами малого радиуса элементов первой группы периодич. системы (H^+, Li^+, Na^+, Ag^+ и др.), а также катионами с большим зарядом (Ca^{2+}, Nd^{2+}), анионами (Fe^{2-}, O^{2-}), кластерными ионами (NH_4^+, OH^-). Катионные проводники более распространены и важны ввиду больших значений σ при темп-рах $T \sim 300$ К.

Ионная проводимость И. с. может обладать анизотропией. Для нек-рых И. с. показатель анизотропии достигает 10^3 — 10^4. Электронная проводимость у них обычно гораздо меньше ионной, хотя у нек-рых И. с. (напр., Ag_2S) она имеет сопоставимое значение.

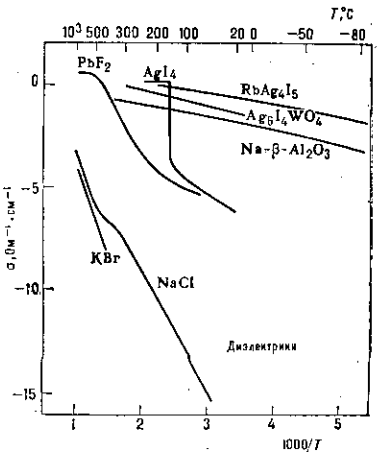


Рис. 3. Зависимость ионной проводимости σ ионных суперпроводников и обычных ионных кристаллов (диэлектриков) от температуры T.

С высокой ионной проводимостью И. с. связаны большие значения коэф. диффузии D подвижных ионов ($D \sim 10^{-5}$ $см^2/с$) в сравнении с $D \sim 10^{-8}$ $см^2/с$ для обычных твёрдых тел вблизи темп-ры плавления. Проводимость и диффузия И. с. имеют термоактивационный характер:

$$\sigma = \sigma_0/T \exp(\mathcal{E}_\sigma/kT); \qquad D = D_0 \exp(\mathcal{E}_D/kT).$$

Здесь $\mathcal{E}_\sigma \sim \mathcal{E}_D \sim 0{,}1$ эВ — энергия активации, на порядок величины меньшая энергии образования дефектов в обычных ионных кристаллах. На рис. 3 приведены зависимости $\sigma(T)$ для И. с. в сравнении $\sigma(T)$ диэлектриков; видно резкое различие в величинах σ и $\mathcal{E}_\sigma$ (наклон кривых). Ионная проводимость определяет электрич. свойства И. с. до частот порядка 10^{12} Гц. В области оптич. частот И. с. ведут себя как полупроводники или диэлектрики.

И. с. используются при создании источников тока (батарей, аккумуляторов, топливных элементов), конденсаторов (ионисторов) с большой уд. ёмкостью, в выпрямляющих устройствах, реле времени, при конструировании разнообразных датчиков и т. д.

Лит.: Укше Е. А., Букун Н. Г., Твёрдые электролиты, М., 1977; Чеботин В. Н., Перфильев М. В., Электрохимия твёрдых электролитов, М., 1978; Физика суперионных проводников, пер. с англ., Рига, 1982.

А. А. Волков, Ю. Я. Гуревич.

ИО́ННЫЙ ИСТО́ЧНИК — устройство для получения в вакууме *ионного пучка* — пространственно сформированного потока ионов, скорость направленного движения к-рых много больше их тепловых скоростей. И. и.— неотъемлемая часть ускорителей, инжекторов быстрых атомов для термоядерных систем, установок эл.-магн. разделения изотопов, *масс-спектрометров*, технол. установок разл. назначения и др. Важнейшие параметры И. и.: полный ток и плотность тока ионного пучка; энергия ионов; характерный поперечный размер пучка; мера интенсивности пучка — первеанс — отношение полного тока к ускоряющему напряжению в степени $^3/_2$; мощность пучка — произведение полного тока на энергию ионов; качество пучка, его сформированность пространственная и скоростная — эфф. угол расходимости и энергетич. разброс ионов; компонентный состав пучка — положит. и отрицат. ионы, атомарные, молекулярные, многозарядные ионы; энергетич. эффективность И. и.— отношение мощности пучка к мощности потребляемой И. и. от сети; газовая эффективность — отношение потока сформированных ионов к потоку газа, подаваемого в И. и. По временны́м характеристикам И. и. делятся на импульсные, квазистационарные и стационарные.

И. и. состоит из двух осн. узлов: эмиттера ионов и эл.-статич. системы, с помощью к-рой ионы извлекаются, ускоряются и формируются в направленный поток, т. н. ионно-оптич. система (ИОС). В простейшем виде И. и. состоит из эмиттера и ускоряющего электрода — экстрактора с отверстием для выхода ионного пучка. Для дополнит. фокусировки ускоренного пучка используются электростатич. и *магнитные линзы*. ИОС разл. И. и. строятся по единому принципу, и гл. фактором, определяющим тип И. и., является метод создания эмиттера ионов.

В зависимости от физ. природы эмиттера ионов различают неск. типов И. и.: 1) И. и. с поверхностной ионизацией, где эмиттером ионов служит поверхность накалённого материала, работа выхода к-рого превышает потенциал ионизации падающих на него атомов; 2) плазменные, в к-рых ионы отбираются с поверхности плазмы, образуемой в большинстве случаев с помощью газового разряда; 3) «полевые», в к-рых ионы образуются благодаря действию сильного электрич. поля ($\sim 10^8$ В/см) на и вблизи поверхности твёрдого тела: за счёт полевого испарения вещества и полевой ионизации атомов окружающей газовой среды. В последние годы получили распространение вместо твёрдых жидкометаллич. эмиттеры.

Поверхностные И. и. Один из известных способов получения ионов состоит в том, что поток атомов, направленный на поверхность твёрдого тела, выбивает из неё положит. и отрицат. ионы. Так, напр., интенсивные пучки положит. ионов Cs с плотностью до 0,1 А/см^2 получают при диффузии атомов Cs через накаливаемый пористый W. Десорбируемый с нагретой поверхности атом Cs удаляется преим. в ионизованном состоянии, как ион Cs^+, потому что для его ионизации надо затратить меньше энергии, чем *работа выхода* электрона из W, и, следовательно, более вероятным является захват «общего» электрона металлом, а не отделяющейся от поверхности частицей. Если энергия *сродства к электрону* больше работы выхода, то в системе атом — поверхность твёрдого тела «общий» электрон захватывается не твёрдым телом, а атомом и образуются отрицат. ионы. Так, напр., на поверхности борида лантана получены отрицат. ионы пода с плотностью тока от 1 до 10 мА/см^2. Наиб. интенсивными источниками отрицат. ионов являются плазменно-поверхностные (см. ниже).

Плазменные И. и. получили самое широкое распространение, особенно для создания интенсивных пучков положит. и отрицат. ионов, а также пучков *многозарядных ионов*. Эмиттером ионов служит плазма, создаваемая дуговым разрядом низкого давления в газоразрядной камере (ГРК). Для лучшего удержания ионов и быстрых катодных электронов в объёме разряда используется магн. поле, что повышает одновременно энергетич. и газовую эффективности И. и. Однако применение магн. поля приводит к ухудшению однородности плазмы на эмиссионной границе и наличию высокого уровня шумов в плазме и колебаний в извлекаемом ионном пучке. Этих недостатков нет в И. и. без внеш. магн. поля (ИБМ), но они обладают значительно меньшими эффективностями. В 80-е гг. большое распространение получили весьма эффективные И. и. с периферийным магн. полем (ИПМ), окружающим ГРК. Т. о., существует неск. разл. систем плазменных эмиттеров, а в основу ИОС положен единый для всех типов И. и. принцип — создание многоапертурной эл.-статич. системы, состоящей из 3—4 электродов, в каждом из к-рых содержится большое количество (десятки и сотни) идентичных апертур круглой или щелевой формы. Профили и размеры апертур отвечают оптимальному формированию элементарного пучка (луча). Каждая ячейка функционирует независимо. Общий поток (пучок) складывается из отд. лучей, направление и угол расходимости к-рых определяют геометрию всего потока. Поэтому необходимо тщательное согласование параметров газоразрядной плазмы (концентрации ионов и темп-ры по всей поверхности эмиттера) с характеристиками ИОС — геометрией электродов и напряжённостью электрич. поля. Однородность эмиссии ионов по всей поверхности необходима потому, что граница плазмы не является «жёсткой» (в отличие от поверхности катода в электронных системах), а изменяет своё положение и кривизну поверхности (т. н. мениск) при изменении концентрации плазмы или напряжённости ускоряющего электрич. поля. Были разработаны мощные И. и. (для термоядерных целей) с большими поверхностями плазм. эмиттеров (в сотни см^2) и многоапертурными ИОС, обеспечивающими получение пучков мощностью в неск. МВт.

К широко распространённым плазм. И. и. относится дуоплазматрон, в к-ром для увеличения степени ионизации столб разряда подвергается механич. и магн. сжатию с помощью диафрагм и магн. поля, нарастающего к анодному отверстию малого диаметра. Сжатие разрядной дуги в узком канале промежуточного электрода *2* (рис. 1) сопровождается возникновением плазм. «пузыря» со скачком потенциала в слое, отделяющем катодную плазму *I* от более плотной анодной плазмы *II*. Слой *III* ускоряет и фокусирует электроны, выходящие из плазмы *I* в плазму *II*. Вблизи анода *4* плотная плазма ещё сжимается сильным неоднородным магн. полем, сечение плазмы вблизи выходного отверстия уменьшается, а концентрация возрастает до 10^{14}—10^{15} см$^{-3}$. Такая плазма эмитирует ионы с плотностью в десятки А/см^2, т. е. образуется «точечный» эмиттер. Однако ИОС не способна формировать пучок с такими плотностями тока и потребовалось создание расширителя плазмы за анодным отверстием и дополнит. камеры с антикатодом. Это позволило получить разряд с осцил-

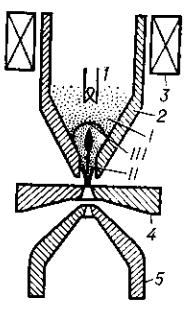


Рис. 1. Схема дуоплазматрона: *1* — катод; *2* — промежуточный электрод; *3* — катушка электромагнита; *4* — анод; *5* — экстрактор; *I* — катодная плазма; *II* — анодная плазма; *III* — двойной слой, ускоряющий и фокусирующий электроны.

лирующими электронами и создать плазм. эмиттер с большой поверхностью и умеренной плотностью тока. Использование многоапертурной ИОС позволило формировать пучки с током ~10А. Эта модификация наз. дуопигатроном. Относительно прост плазм. эмиттер с большой поверхностью в И. и. без внеш. магн. поля (ИБМ). Плазма создаётся в ГРК с помощью диффузного разряда низкого давления между распределённым катодом в виде большого количества накаливаемых нитей и анодным фланцем. Размеры эмиссионной поверхности достигают 12×50 см^2 с хорошей однородностью эмиссии. Величина тока пучка, формируемого многоапертурной ИОС, >100 А. Недостаточные энергетич. и газовая эффективности привели к созданию И. и. с периферийным магн. полем (ИПМ), в к-ром магн. поле, уменьшающее потери ионов из плазмы, локализовано вблизи стенок ГРК («магн. стенка») и отсутствует в центре. В результате сохраняется хорошая однородность плазмы на эмиссионной границе и повышаются энергетич. и газовая эффективности. При использовании 4-электродной, многоапертурной ИОС достигнут ток пучка св. 70 А при энергии ионов водорода (дейтерия) до 120 кэВ. Указанные выше И. и. работают в квазистационарных режимах.

Для генерации пучков отрицат. ионов разработано два метода: метод т. н. двойной перезарядки положит. ионов и метод непосредственного извлечения отрицат. ионов из плазмы.

Методом двойной перезарядки пучки отрицат. ионов получаются при проведении сформированных пучков положит. ионов низкой энергии через мишени из паров щелочных металлов (Na, Cs). Эффективность выхода ионов H^- составляет от 10 до 30% в зависимости от выбора паров металла и энергии первичного пучка. Использование И. и. типа ИБМ и ИПМ позволило получить пучки ионов H^- в неск. А и ионов He^- до 1 А.

Совр. плазм. И. и. с непосредственным извлечением отрицат. ионов основываются на двух способах их образования: поверхностно-плазменном (ППИ) и объёмно-плазменном (ОПИ). Отрицат. ионы в ППИ образуются в результате взаимодействия положит. ионов газоразрядной плазмы с активированной поверхностью катода, работа выхода к-рой понижена адсорбцией атомов щелочного металла, добавляемого в ГРК. Часть первичных ионов отражается от поверхности катода, а др. часть выбивает атомы, адсорбированные на поверхности. Значит. доля тех и других уходит с катода, захватив электрон, в виде отрицат. ионов, к-рые ускоряются прикатодным потенциалом, проходят через плазму, попадают в область эмиссии и ускоряются с помощью ИОС. Разл. модификации И. и. такого типа работают в магн. поле, притом извлечение ионов происходит поперёк магн. поля. При извлечении и ускорении отрицат. ионов возникают определ. трудности, поскольку из плазмы одновременно извлекаются и электроны. В лучших конструкциях И. и. токи этих частиц одинаковы, в большинстве случаев электронные токи значительно превышают ионные. В 80-е гг. токи H^- достигают 10 А.

В основе ОПИ лежит создание газоразрядной плазмы с высокой концентрацией отрицат. ионов. Осн. роль в образовании отрицат. ионов играют два процесса: возбуждение молекул водорода на высшие колебат. уровни и затем диссоциативное присоединение электрона к колебательно возбуждённой молекуле. Исследуется неск. конструкций И. и. двухкамерного типа. В первой камере в газоразрядной плазме с быстрыми катодными электронами происходит возбуждение молекулы. Во второй камере, отделённой от первой т. н. магн. фильтром, задерживающим быстрые электроны, происходит диссоциация молекул в плазме с холодными электронами. Задача подавления сопутствующего электронного потока здесь также остаётся актуальной.

В И. и. металлов, особенно тугоплавких, помимо обычного зажигания разряда в парах соответствующего металла, используют для получения паров бомбардировку поверхности мощным электронным пучком, вызывающим распыление металла. Совр. импульсные плазм. И. и. позволяют получать в течение десятков наносекунд ионные пучки с током до 10^6 А, объёмный заряд к-рых автоматически компенсируется захватываемыми электронами. Принципиальная трудность создания таких эфф. импульсных И. и. связана с необходимостью подавления электронного потока, неизбежно распространяющегося внутри высоковольтного разрядного промежутка навстречу формируемому ионному пучку. Она успешно преодолевается в т. н. отражат. триодах и диодах с поперечным магн. полем. Отражательный диод состоит из двух катодов и находящегося между ними тонкоплёночного анода, на к-рый подаётся короткий импульс высокого напряжения. Образующиеся электроны многократно пронизывают анод и осциллируют между катодами, испаряя и ионизируя вещество анода. Нейтрализуя объёмный заряд ионов, можно получить ионные потоки с высокой плотностью и общим током порядка сотен кА. Иногда роль одного из катодов играет т. н. *виртуальный катод*.

И. и. с полевым испарением. Особое значение в 80-е гг. приобретают жидкометаллические И. и., к-рые вследствие большой нач. плотности ионного тока

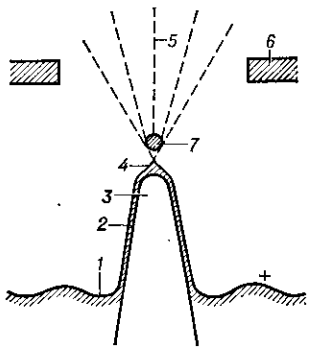


Рис. 2. Схема жидкометаллического источника ионов: *1* и *2* — жидкий металл; *3* — металлич. игла; *4* — жидкометаллич. остриё; *5* — ионы металла; *6* — экстрактор; *7* — область свечения.

позволяют формировать плотные ионные зонды — пучки субмикронного диаметра. Эмиттером в жидкометаллич. И. и. (рис. 2) является небольшая часть поверхности жидкого металла; смачивающего металлич. иглу и покрывающего её тонким слоем. Перед эмиттером находится электрод — экстрактор, создающий вблизи острия сильное ускоряющее ионы электрич. поле $\sim 10^8$ В/см и имеющий отверстие для вывода формируемого ионного пучка. Режим полевого испарения с жидкой фазы отличается большим током эмиссии ($\sim 10^{-6}$—10^{-3}А); существованием на поверхности иглы жидкометаллич. острия; действием механизма саморазогрева эмитирующей области (для Ga, напр., до 500÷1000 °С); характерным свечением вблизи острия. К такому режиму приходят или повышением темп-ры металла внеш. нагревом при фиксированном достаточно большом потенциале U, или увеличением U до нек-рого порогового значения, при к-ром происходит скачок ионного тока на неск. порядков величины. Одним из возможных объяснений высоких плотностей тока ($\sim 10^8$ А/см^2) является концепция острокопечного эмиттера с несбалансированным давлением на поверхности (т. н. гидродинамич. эмиттер, образующийся вследствие неустойчивости поверхности жидкометаллич. острия). Конфигурация и положение фронта такого эмиттера определяются равенством числа приходящих атомов и эмитируемых ионов.

Источники многозарядных ионов. Многозарядные ионы могут образоваться как путём однократных электрон-атомных столкновений, так и в результате ряда последоват. столкновений. Ступенчатый механизм образования многозарядных ионов более эффективен. Однако в обоих случаях для получения многозарядных ионов необходимы высокие энергии электронов и высокие плотности электронных потоков. Для достижения высокой плотности ионизации необходимо как можно дольше удерживать ион в области интенсивной ионизации, для чего в источниках многозарядных ионов ис-

пользуют разряды с осцилляцией электронов в магн. поле, ВЧ-разряды в условиях электронно-циклотронного резонанса, создающие электростатич. ловушки для ионов. При использовании электронно-лучевых И. и. однозарядные ионы, оказавшиеся в интенсивном электронном пучке с большой энергией, не могут покинуть создаваемую здесь объёмным зарядом и торцевыми электродами глубокую потенциальную яму и постепенно лишаются всё большего количества своих электронов при столкновениях с быстрыми электронами пучка.

Наиб. успехи в получении ионов с высокой кратностью заряда, в частности 25-зарядных ионов Co, «голых» тяжёлых ядер, достигнуты при воздействии на твёрдое тело мощным лазерным излучением, создающим плотную нагретую плазму с многозарядными ионами.

Лит.: Зандберг Э. Я., Ионов Н. И., Поверхностная ионизация, М., 1969; Габович М. Д., Физика и техника плазменных источников ионов, М., 1972; Инжекторы быстрых атомов водорода, М., 1981; Габович М. Д., Жидкометаллические эмиттеры ионов, «УФН», 1983, т. 140, с. 137; Габович М. Д., Плешивцев Н. В., Семашко Н. Н., Пучки ионов и атомов для управляемого термоядерного синтеза и технологических целей, М., 1986.

М. Д. Габович, Н. Н. Семашко.

ИОННЫЙ МИКРОСКОП — электронно-оптич. прибор, в к-ром для получения изображений применяется *ионный пучок*, создаваемый термоионным или газоразрядным *ионным источником*. По принципу действия И. м. аналогичен *электронному микроскопу*. Проходя через объект и испытывая в разл. его участках рассеяние и поглощение, ионный пучок фокусируется системой эл.-статич. или магн. линз и создаёт на экране или фотослое увеличенное изображение объекта.

И. м. интересен тем, что обладает более высокой разрешающей способностью по сравнению с электронным микроскопом. Длина *волны де Бройля* для ионов в $\sqrt{M/m}$ раз меньше, чем для электронов (m — масса электронов, M — масса ионов) при одинаковом ускоряющем напряжении, вследствие чего в И. м. очень малы эффекты искажения, обусловленные дифракцией, к-рые ограничивают в электронном микроскопе его разрешающую способность. Др. преимущества И. м.— меньшее влияние изменения массы ионов при больших ускоряющих напряжениях и лучшая контрастность изображения. Напр., контрастность изображения органич. плёнок толщиной в 5 нм, вызванная рассеянием ионов, в неск. раз превышает контрастность, вызванную рассеянием электронов.

К недостаткам И. м. относятся: заметная потеря энергии ионов даже при прохождении их через очень тонкие объекты, что приводит к разрушению объектов; большая хроматич. аберрация; разрушение люминофора экрана ионами и слабое фотогр. действие ионов. Эти недостатки привели к тому, что, несмотря на преимущества, И. м. по сравнению с электронным не имеет пока широкого применения. Более эффективен И. м. без линз — *ионный проектор*.

ИОННЫЙ ПРОЕКТОР (полевой ионный микроскоп, автоионный микроскоп) — безлинзовый ионно-оптич. прибор для получения увеличенного в неск. млн. раз изображения поверхности твёрдого тела (чаще металла). С помощью И. п. можно различать детали поверхности, разделённые расстояниями порядка 0,2—0,3 нм, что даёт возможность наблюдать расположение отд. атомов в кристаллич. решётке. И. п. был изобретён в 1951 Э. Мюллером (E. W. Müller), к-рый ранее построил *электронный проектор*.

Принципиальная схема И. п. показана на рис. 1. Положит. электродом и одновременно объектом, поверхность к-рого изображается на экране, служит остриё тонкой проводящей иглы. Атомы (или молекулы) газа, заполняющего объём прибора, ионизуются в сильном электрич. поле вблизи поверхности острия, отдавая ему свои электроны. Возникшие положит. ионы приобретают под действием поля радиальное ускорение, устремляются к флуоресцирующему экрану (потенциал к-рого отрицателен) и бомбардируют его. Свечение каждого элемента экрана пропорц. плотности приходящего на него ионного тока. Поэтому распределение свечения на экране воспроизводит в увеличенном масштабе распределение вероятности образования ионов вблизи острия, отражающее структуру поверхности объекта. Масштаб увеличения m примерно равен отношению радиуса экрана R к радиусу кривизны острия r, т. е. $m=R/r$.

Вероятность прямой ионизации атома (молекулы) газа электрич. полем оказывается значительной, если на расстояниях порядка размеров атома (молекулы) газа создаётся падение потенциала порядка ионизац. потенциала этой частицы (см. *Ионизация полем*). Это значит, что напряжённость поля должна достигать $\sim(2—6)\cdot10^8$ В/см, т. е. 20—60 В/нм. Столь сильное поле легко создать у поверхности острия (на расстоянии 0,5—1 нм от неё) при достаточно малом радиусе кривизны поверхности — от 10 до 100 нм. Именно поэтому (наряду со стремлением к большим увеличениям) образец в И. п. изготовлен в виде тонкого острия.

Вблизи острия электрич. поле неоднородно — над ступеньками кристаллич. решётки или отд. выступающими атомами его локальная напряжённость увеличивается; на таких участках вероятность ионизации полем выше и количество ионов, образующихся в единицу времени, больше. На экране эти участки отображаются в виде ярких точек.

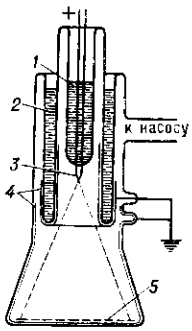


Рис. 1. Схема ионного проектора: *1* — жидкий водород; *2* — жидкий азот; *3* — остриё; *4* — проводящее кольцо; *5* — экран.

Иными словами, образование контрастного изображения поверхности определяется наличием у неё локального микрорельефа. Др. фактором, влияющим на контраст изображения, является электронная природа атома; так, напр., в сплаве Co и Pt более электроотрицат. атомы Pt отображаются как яркие точки, а находящиеся рядом атомы Co не видны.

Изображение, формируемое И. п., характеризуется низкой яркостью. Отдельный выступающий на поверхности образца атом «эмитирует» примерно от 10^3 до 10^5 ионов/с, к-рые формируют на экране изображение обычно ~1 мм^2. Непосредственное фотографирование такого изображения требует времени экспозиции в случае использования водорода или гелия порядка 10—10^3 с при потенциале на эмиттере от 20 до 4 кВ. Следовательно, для наблюдения и распознавания поверхностей, к-рые нестабильны при приложенном изображающем поле, и фотографирования изображений подобных поверхностей в доли секунды необходимо усиление яркости изображений.

Повышение ионного тока (а следовательно, яркости и контрастности изображения) за счёт повышения давления газа и увеличения динамич. подачи газа к острию малоэффективно и имеет недостатки. Напр., давление обычно не превышает 10^{-3} мм рт. ст., иначе начинается газовый разряд; а усиленная подача газа может привести к разрушению экрана вследствие бомбардировки. Для получения ярких и контрастных изображений в И. п. используются фотоэлектронные усилители яркости, волоконно-оптич. пластины, микроканальные пластины, а также конвертирование ионного изображения в электронное.

Разрешающая способность И. п. δ находится в обратной зависимости от тангенциальной составляющей скорости иона, т. е. чем меньше кинетич. энергия ионизующейся частицы, тем выше δ. Поэтому остриё И. п. обычно охлаждается до 4—78 К. При этом увеличивается аккомодация частиц изображающего газа. В сильном

электрич. поле атомы газа адсорбируются на участках с наибольшей локальной напряжённостью поля (т. н. полевая адсорбция). Их присутствие даёт возможность получать высокодеталированное изображение (рис. 2), т. к. полевая ионизация изображающих

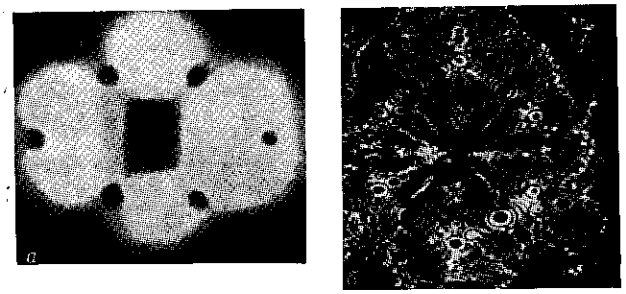


Рис. 2. Изображение поверхности вольфрамового острия радиусом 95 нм при увеличении в 10^6 раз в электронном проекторе (*а*) и в гелиевом ионном проекторе (*б*) при темп-ре 22 К. На первом изображении можно видеть только расположение разл. кристаллич. плоскостей на поверхности острия; с помощью ионного проектора можно различить атомную структуру ступеней кристаллической решётки (светлые точки на кольцах).

частиц облегчается при полевой адсорбции на ранее адсорбированных частицах. Чем выше потенциал ионизации частиц, тем большее разрешение они обеспечивают. Лучшими изображающими газами являются гелий и неон. Однако при этом требуются более сильные электрич. поля, что ограничивает круг объектов И. п. из-за полевого испарения (см. *Десорбция полем*). Примесь к рабочему газу другого снижает величину изображающего поля за счёт понижения порогового поля полевой адсорбции.

Часто в И. п. применяют внутренний, микроканальный умножитель (МКУ), к-рый конвертирует ионный ток в электронный, многократно его усиливает и обеспечивает яркое изображение на экране. МКУ позволили использовать разнообразные рабочие газы, понижать их давление и тем самым значительно расширили возможности И. п.

И. п. широко применяются для исследования атомной структуры поверхности металлов, сплавов и соединений. С его помощью определяются параметры *поверхностной диффузии* отд. атомов и их элементарных ассоциатов; при этом выявляются механизмы перемещения, что недоступно для др. методов. С помощью И. п. наблюдают и изучают двухмерные фазовые превращения; в атомном масштабе исследуют внутр. дефекты в металлах и сплавах (вакансии, атомы в междоузлиях, дислокации, дефекты упаковки и др.); исследуют потенциалы межатомного взаимодействия, электронные свойства элементарных поверхностных объектов; анализируют объёмы образцов посредством управляемого послойного удаления поверхностных атомов, используя полевое испарение при криогенных темп-рах. Исследования с применением И. п. привели к радикальному пересмотру представлений о границах зёрен в поликристаллах. Сочетание И. п. с масс-спектрометром, регистрирующим отд. ионы, привело к изобретению *атомного зонда*, расширившего аналитич. возможности прибора.

Лит.: Мюллер Э., Цонь Т., Автоионная микроскопия, пер. с англ., М., 1972; их же, Полевая ионная микроскопия, полевая ионизация и полевое испарение, пер. с англ., М., 1980.

ИОННЫЙ ПУЧОК — направленный поток положит. (одно- или многозарядных) или отрицат. ионов, имеющий обычно малые поперечные размеры по сравнению с длиной и движущийся со скоростью, значительно превышающей хаотич. тепловые скорости составляющих его частиц. Впервые И. п. наблюдал Э. Гольдштейн (E. Goldstein) в 1886; в катоде газоразрядной трубки были проделаны отверстия, через к-рые проходили ионы, ускоренные в межэлектродном промежутке, и создавали за катодом слабое свечение (т. н. канальные лучи). В настоящее время И. п. получают с помощью различных *ионных источников* и формируют системами электрической и магнитной фокусировки. И. п. могут иметь вид цилиндра, конуса, ленты и т. п. Поведение И. п. зависит от нач. направленной скорости ионов, их тепловых скоростей, внеш. электрич. и магн. полей, парных столкновений ионов с частицами среды, а также от собственного объёмного заряда пучка и магн. поля его тока. Важным параметром И. п., характеризующим влияние объёмного заряда на его свойства, является первеанс $P=I/U^{3/2}$, где I — ток пучка, а U — ускоряющая ионы разность потенциалов. Пучки с пост. первеансом при одинаковых размерах подобны друг другу. Хотя разброс тепловых (хаотич.) скоростей ионов может быть мал по сравнению с их направленной скоростью, часто именно тепловые скорости ограничивают возможную фокусировку И. п., искажая его форму. Это качество пучка характеризуется т. н. *эмittансом*, связанным с проекцией фазового объёма пучка на плоскость, к-рый приближённо вычисляют по ф-ле: $V_ф=2R_0(2T_i/Mc^2)^{1/2}$, где R_0 — радиус плазмы, служащей источником ионов с темп-рой T_i, выраженной в единицах энергии, M — масса иона. В отсутствие частиц противоположного знака осесимметричный И. п. расширяется вдоль оси z под действием собственного заряда и профиль И. п. описывается ф-лой:

$$f\left(\frac{R}{R_0}\right)=2^{-3/4}I^{1/2}\left(\frac{M}{e}\right)^{1/4}U^{-3/4}R_0^{-1}z,$$

где $f(x)$ — известная табулированная ф-ция:

$$f(x)=\frac{1}{2}\int_1^x\frac{dy}{\sqrt{\ln y}}.$$

Для сохранения формы И. п. их объёмный заряд должен быть скомпенсирован зарядом частиц противоположного знака. Наиб. распространена «газовая» компенсация объёмного заряда в И. п. При столкновении нек-рых положит. ионов пучка с атомами остаточного газа образуются электроны и относительно медленные положит. ионы. Последние выталкиваются из пучка электрич. полем, а электроны накапливаются в нём, несмотря на то, что этому препятствуют кулоновские столкновения их с первичными ионами. Так достигается не полная, но значит. компенсация объёмного заряда в пучке положит. ионов (рис. 1, *а*). Иначе происходит газовая

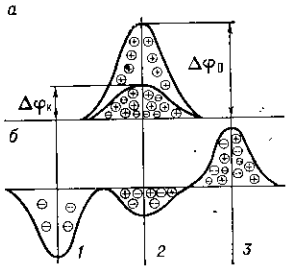


Рис. 1. Радиальное распределение потенциала: *а* — в пучке положительных ионов до компенсации ($\Delta\varphi_0$) и после неё ($\Delta\varphi_к$); *б* — в пучке отрицательных ионов при различных давлениях газа: *1* — в высоком вакууме; *2* — при большом давлении, когда пучок в значительной мере компенсирован; *3* — при большом давлении, когда произошло обращение знака потенциала.

компенсация объёмного заряда в пучке отрицат. ионов (рис. 1, *б*). В этом случае при малом давлении газа накапливаемые медленные положит. ионы также лишь частично компенсируют объёмный заряд И. п. Однако при достаточно большом давлении газа происходит перекомпенсация объёмного заряда: за счёт накопления большого числа медленных положит. ионов потенциал в пучке изменяет свой знак и происходит «газовая фокусировка» пучка отрицательных ионов.

Др. способ компенсации объёмного заряда И. п. состоит в «принудительном» введении в И. п. пучков зарядов противоположного знака, т. е. в совмещении пуч-

ков. Так получают синтезированные ион-электронные или ион-ионные пучки с компенсированным объёмным зарядом; при этом одновременно с компенсацией объёмного заряда часто осуществляется необходимая токовая компенсация. В результате происходит переход к плазм. потокам, называемым в плотных И. п. ионно-пучковой плазмой. Из-за немаксвелловского распределения скоростей возникают коллективные явления — электронные и ионные колебания. Коллективные эффекты, приводя к изменению фазового объёма, также влияют на транспортировку И. п.

Для получения И. п. часто используют ионные источники с газоразрядными ионизац. камерами и тогда отбор ионов осуществляется не с фиксированной поверхности твёрдого тела, а с границы плазмы, перемещающейся при изменении внеш. условий или режима работы источника (рис. 2). В этом случае первичное

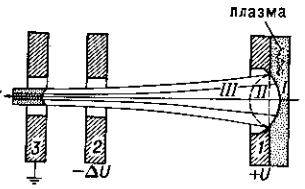


Рис. 2. Система первичного формирования ускоренного пучка ионов, извлекаемых из плазменного источника: *1*, *2*, *3* — электроды. *I* — вогнутая граница плазмы, *II* — плоская, *III* — выпуклая.

формирование И. п. связано с т. н. плазм. фокусировкой. При увеличении ускоряющей разности потенциалов U граница плазмы из выпуклой (*III*) становится вогнутой (*I*), создаются условия для фокусировки пучка. Электрод *2* с отверстием для пучка, имеющий потенциал ниже потенциала заземлённого электрода *3*, удерживает электроны, компенсирующие ионный пучок, и ускоряет сам ионный пучок. В дальнейшем И. п. могут фокусироваться с помощью эл.-статич. и магн. линз (см. *Электронные линзы*). Сжатие И. п. связано с их «охлаждением» — уменьшением фазового объёма. Одним из методов охлаждения «горячего» И. п. является совмещение его с «холодным» электронным пучком.

В 80-е гг. получают квазистационарные И. п. с током до 100 А, импульсные — с током до сотен тысяч А. Важной проблемой остаётся транспортировка таких пучков.

И. п. широко применяются в самых разл. областях науки и техники: в ускорителях, установках по осуществлению управляемого *ионного термоядерного синтеза*, в разнообразных технол. установках, масс-спектрометрии, установках для разделения изотопов, для исследования поверхности твёрдых тел, для т. н. сухого травления в технологии микроэлектроники и т. д.

Лит.: Габович М. Д., Физика и техника плазменных источников ионов, М., 1972; его же, Ионно-пучковая плазма и распространение интенсивных компенсированных ионных пучков, «УФН», 1977, т. 121, с. 259; Семашко Н. Н. и др., Инжекторы быстрых атомов водорода, М., 1981; Быстрицкий В. М., Диденко А. П., Мощные ионные пучки, М., 1984; Диденко А. Н., Лигачёв А. Е., Куракин И. Б., Воздействие пучков заряженных частиц на поверхность металлов и сплавов, М., 1987. *М. Д. Габович.*

ИОННЫЙ ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ (ИТС) — возбуждение реакции термоядерного синтеза в дейтерий-тритиевой (DT) мишени путём сжатия и разогрева мишени бомбардировкой пучками ускоренных ионов. ИТС не осуществлён, а находится в стадии разработки.

Мишень для ИТС представляет собой шаровой слой из замороженной DT смеси массой в неск. мг, окружённый тяжёлой металлич. оболочкой, к-рая может иметь сложную несферич. форму. Реакция синтеза развивается благодаря тому, что сжатая и разогретая DT смесь в течение достаточного для реакции времени инерционно удерживается от разлёта тяжёлой наружной оболочкой. Идея ИТС высказана в 1974.

Мишень помещается в центре вакуумированного объёма радиусом до 10 м и облучается одновременно неск. десятками импульсных *ионных пучков*, симметрично расположенных в одной плоскости. Устройство, ускоряющее и формирующее ионные пучки (д р а й в е р), находится вне объёма реактора.

Исследуются физ. модели мишеней разл. структур. На рис. 1 в качестве примера схематично показана одинарная трёхслойная мишень шаровой формы. Энергия ионов выделяется в основном в промежуточном слое, состоящем из свинцово-литиевой эвтектики. Механизм выделения энергии — класс. процессы ионизации. Суммарная энергия ионных пучков должна составлять от 3 до 10 МДж при длительности 20÷30 нс, а суммарная мощность от 100 до 500 ТВт, что позволяет разогреть промежуточный слой до темп-ры ~100 эВ. Благодаря быстрому разогреву промежуточного слоя развивается огромное давление $\sim 10^7$ МПа, сжимающее по объёму DT смесь в 10^3—10^4 раз и разогревающее её до темп-р свыше 2 кэВ. Для разогрева DT смеси, помимо сходящейся ударной волны, эффективно используется эл.-магн. излучение, к-рое в основном задерживается внутри мишени. Эти процессы приводят к началу ИТС в центр. части мишени. Термоядерные α-частицы, образующиеся при развитии реакции синтеза, также задерживаются в мишени и отдают свою энергию соседним участкам. От центр. участков DT смеси к её внеш. слоям распространяется термоядерная волна горения, в результате чего должно происходить почти полное сгорание всей DT смеси.

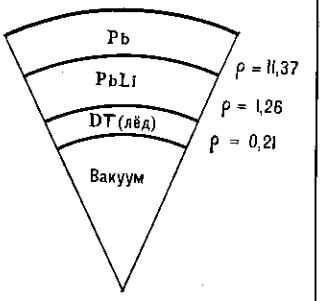


Рис. 1. Схема одинарной трёхслойной мишени.

На рис. 2 представлена теоретич. зависимость термоядерного выигрыша Y (отношения энергии, полученной в реакции синтеза, к энергии, вложенной в мишень) в одинарной мишени от величины вложенной в мишень энергии. Ширина полосы соответствует неопределённости совр. теории. При вложении энергии 10 МДж можно ожидать термоядерного выигрыша $Y=100$.

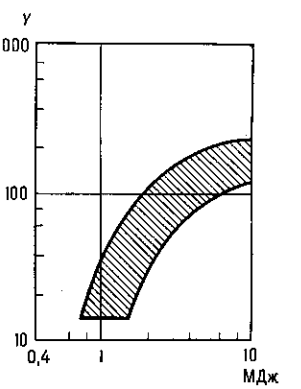


Рис. 2. Зависимость термоядерного выигрыша в одинарной мишени от величины вложенной в мишень энергии.

Особенности ИТС — пространственное разделение драйвера и реактора, упрощающее выбор конструкции и материалов реактора; объёмное вложение энергии в мишень, существенно повышающее долю полезно используемой энергии пучков; применение ионных ускорителей, развитие к-рых стимулируется мн. областями физики и техники; высокая прозрачность каналов транспортировки пучков.

Макс. мощность P, к-рую может передать ионный пучок, фокусируемый на мишень, ограничена кулоновским расталкиванием частиц в пучке $P \sim (\gamma-1)\beta^3\gamma^3(A/Z)^2$ и магн. самоограничением тока пучка $P \sim (\gamma-1)\beta\gamma(A/Z)^2$ [здесь β — отношение скорости иона к скорости света; γ — лоренц-фактор: $\gamma=(1-\beta^2)^{-1/2}$; A — ат. масса, Z — заряд иона]. Пробег ионов в мишени не должен превышать 0,2—0,8 г/см². Протоны обладают таким пробегом при энергиях ~10 МэВ, а тяжёлые ионы ($A \geqslant 200$) — при энергиях 50÷100 МэВ/нуклон. Как видно из приведённых ф-л, передача мощности ионными пучками существенно упрощается при высоком значении энер-

гии ионов и большом отношении A/Z. Поэтому предпочтительны установки, в к-рых могут быть применены пучки тяжёлых малозарядных ионов, как, напр., Bi^{+1}, Bi^{+2}, U^{+2}, U^{+4}.

Для ускорения ионов в драйвере предполагается использование *линейных ускорителей* (ЛУ): индукционных ускорителей (ЛИУ) и резонансных ускорителей (ЛРУ) (подробнее см. *Тяжёлых ионов ускорители*). При конечной энергии ионов ~10 ГэВ и полной энергии пучка ~10 МДж на мишень должен поступить заряд $\sim 10^{-3}$ кулона. Требуемый заряд пучка на входе ЛУ образуется за счёт достаточно большой длительности импульса тока. Необходимая мощность пучка на выходе драйвера должна быть достигнута путём сокращения длительности пучка с соответствующим увеличением тока.

В схеме ЛИУ за счёт подбора формы ускоряющего напряжения в индукторах длительность пучка может быть сокращена в процессе ускорения с 50 мкс до 25 нс с соответствующим увеличением суммарного тока с 20 А до 40 кА. Возникающие при этом трудности связаны с возможными коллективными неустойчивостями пучка и с повышенными требованиями к интенсивности ионных источников.

В схемах драйверов с ЛРУ требуются спец. накопительные и компрессионные кольца, т. к. предельный ток пучка в ЛРУ в принципе существенно меньше, чем в ЛИУ. Ток пучка на выходе ЛРУ может составить 0,2 А при длительности 5 мс. Предполагается использование многократной и многооборотной инжекции в накопительное кольцо с последующим дополнит. сжатием сгустков в компрессионных кольцах за счёт преобразования продольного фазового объёма пучка — сокращения длительности и увеличения энергетич. разброса. В итоге длительность пучков, как и в схеме ЛИУ, сокращается приблизительно до 25 нс, а суммарный ток всех пучков на мишень доходит до 40 кА.

Создание ЛУ для тяжёлых малозарядных ионов связано с необходимостью ускорения интенсивных пучков с весьма низкими нач. скоростями ионов ($\beta \sim 0{,}0015$). Эту проблему удалось в значит. мере решить после открытия принципа *пространственно-однородной квадрупольной фокусировки* и изобретения схемы с разветвлёнными каналами ускорения.

Проблемы фокусировки пучков на мишени миллиметровых размеров требуют подавления сферич. и хроматич. аберраций ионной оптики и исследования распространения пучков в объёме реактора.

Предполагается, что один драйвер сможет обслужить до четырёх реакторов, каждый из к-рых будет работать с частотой «микровзрывов» не ниже 10 Гц. Кпд драйвера и мишени η с учётом кпд электростанций, использующих тепловую энергию синтеза, должен удовлетворять условию $\eta Y \geqslant 3$, откуда видно, что кпд драйвера должен быть не менее 15—20%. Ионные ускорители позволяют обеспечить это условие.

Повышение полной энергии и особенно мощности импульсного пучка тяжёлых ионов откроет в дальнейшем принципиально новые возможности ИТС за счёт достижения сверхплотных сжатий вещества мишени (в 10^5—10^6 раз). В таком случае возможны термоядерные реакции в разл. веществах, в частности в чистом дейтерии или в боро-водородной смеси.

ИТС является важным альтернативным направлением развития термоядерной энергетики; исследования по ИТС проводят мн. научные центры в ФРГ, США, СССР, Японии и Великобритании.

Лит.: Keefe D., Sessler A. M., Heavy ion inertial fusion, в кн.: 11-th Int. Conf. on High-Energy Accelerators, Geneva. Proceedings, 1980, Basel—Boston—Stuttg., 1980, p. 201; Bock R., Heavy ion fusion, «IEEE Trans. on Nuclear Science», 1983, v. NS-30, № 4, pt 2, p. 3049; Дюдерштадт Дж., Мозес Г., Инерциальный термоядерный синтез, пер. с англ., М., 1984; Имшенник В. С. и др., О некоторых результатах работ по проблеме управляемого термоядерного синтеза на тяжёлых ионах в ИТЭФ, Препринт ИТЭФ, М., 1985.

И. М. Капчинский.

ИОНОЛЮМИНЕСЦЕ́НЦИЯ — свечение люминофора, возбуждаемое ионным пучком. Чаще всего для возбуждения И. используют ионы с энергией в неск. кэВ. Глубина проникновения ионов в люминофор порядка неск. Å, поэтому И. носит поверхностный характер. Выход И. примерно на 2 порядка ниже выхода *катодолюминесценции* тех же люминофоров и падает с уменьшением энергии ионов. Бомбардировка ионами приводит к быстрому старению люминофора. См. также *Люминесценция*.

ИОНОСФЕ́РА — ионизованная часть *атмосферы верхней*; расположена выше 50 км. Верх. границей И. является внеш. часть *магнитосферы Земли*. И. представляет собой природное образование разреженной слабоионизованной *плазмы*, находящейся в маги. поле Земли и подвергающейся воздействию ионизующего излучения Солнца. Только благодаря И. возможно распространение радиоволн на дальние расстояния.

Методы наблюдений ионосферы. Изучение И. началось в 20-х гг. 20 в. методом вертикального радиозондирования на разных частотах f. Макс. значение частоты радиоволн, отражённых от данной области И., соответствует её плазм. частоте f_0 и связано с электронной концентрацией n_e ф-лой:

$$f_0 = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\pi m_e \varepsilon_0}} = 9 \cdot 10^3 \sqrt{n_e}\ \text{Гц},$$

где e и m — заряд и масса электрона, ε_0 — диэлектрич. проницаемость вакуума. Вертикальное радиозондирование даёт информацию об изменениях И. над данным пунктом, а мировая сеть станций позволила получить глобальную картину распределения n_e в И. по земному шару за ряд солнечных циклов. Применение ракет и спутников позволило непосредственно измерить ионный состав (при помощи масс-спектрометра) и др. физ. характеристики И. (темп-ру и концентрацию ионов T_i, n_i и электронов T_e, n_e) на всех высотах, исследовать источники ионизации — интенсивность и спектр коротковолнового ионизующего излучения Солнца и разнообразных корпускулярных потоков. Это дало возможность построить теорию образования И. С помощью спутников, несущих на борту ионосферную станцию и зондирующих И. сверху, удалось исследовать верх. часть И., расположенную выше гл. максимума n_e и поэтому недоступную для изучения наземными ионосферными станциями.

Наряду с ракетами и спутниками применяются наземные методы исследования, особенно важные для изучения ниж. части И.: методы частичного отражения и перекрёстной модуляции, измерения поглощения космич. радиоизлучения на разных частотах, исследования поля длинных и сверхдлинных радиоволн, а также метод наклонного и возвратно-наклонного зондирования. Большое значение имеет метод обратного некогерентного (томпсоновского) рассеяния, основанный на принципе радиолокации. Этот метод позволяет измерять не только распределение n_e до очень больших высот (1000 км и выше), но даёт также T_e, T_i, ионный состав, регулярные и нерегулярные движения и др. параметры И.

Структура ионосферы. Установлено, что n_e в И. распределена по высоте неравномерно: имеются области или слои, где она достигает максимума (рис. 1). Таких слоёв в И. несколько, и они не имеют резко выраженных границ. Верх. слой F соответствует гл. максимуму ионизации И. Ночью он поднимается до высот 300—400 км, а днём (преим. летом) раздваивается на слои F_1 и F_2 с максимумами на высотах 160—200 км и 220—320 км. На высотах 90—150 км находится область E, а ниже 90 км — область D. Слоистость И. обусловлена резким изменением по высоте условий её образования.

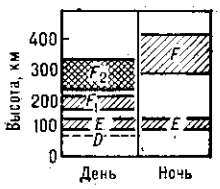


Рис. 1. Схема вертикального строения ионосферы.

Установлено, что T_e, T_i и n_e в И. резко растут до области F (табл. и рис. 2); в верх. части И. рост T_i замедляется, а n_e выше области F уменьшается с высотой сначала постепенно до высот 15—20 тыс. км (т. н. плазмопауза), а потом более резко, переходя к низким концентрациям n_e в межпланетной среде.

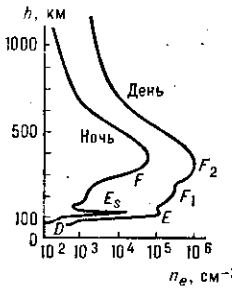


Рис. 2. Типичное распределение по вертикали электронной концентрации n_e в ионосфере; буквами отмечено положение различных областей.

Характеристики И. изменяются с широтой; различают среднеширотную, экваториальную, авроральную и полярную И., из к-рых наиб. регулярна среднеширотная. Наблюдаются спокойные и возмущённые состояния И. Структура спокойной И. регулярно изменяется во времени: в течение дня, сезона и 11-летнего солнечного цикла. От минимума к максимуму солнечного цикла n_e изменяется от $n_e^{мин}$ до $n_e^{макс}$, растут темп-ра и высота слоёв И. (табл.).

Значения характеристик основных областей ионосферы для средних широт

Область ионосферы	Высота максимума, км	T_i, К	День		Ночь	α', см^3 с$^{-1}$
			$n_e^{мин}$, см$^{-3}$	$n_e^{макс}$, см$^{-3}$	n_e, см$^{-3}$	
D	70	220	100	200	10	10^{-6}
E	110	270	$1{,}5\cdot10^5$	$3\cdot10^5$	3000	10^{-7}
F_1	180	800—1500	$3\cdot10^5$	$5\cdot10^5$	—	$3\cdot10^{-8}$
F_2 (зима)	220—280	1000—	$6\cdot10^5$	$25\cdot10^5$	$\sim10^5$	$2\cdot10^{-10}$
F_2 (лето)	250—320	2000	$2\cdot10^5$	$8\cdot10^5$	$\sim3\cdot10^5$	10^{-10}

Образование ионосферы. В И. непрерывно протекают процессы ионизации и рекомбинации. Наблюдаемые в И. концентрации ионов и электронов есть результат баланса между скоростью их образования в процессе ионизации и скоростью уничтожения за счёт рекомбинации и др. процессов. Источники ионизации и процессы рекомбинации разные в разл. областях И.

Осн. источником ионизации И. днём является коротковолновое излучение Солнца с длиной волны $\lambda\leqslant1038$ Å, однако важны также и корпускулярные потоки, галактические и солнечные *космические лучи* и др. Каждый тип ионизующего излучения оказывает наиб. действие на атмосферу лишь в определ. области высот, соответствующих его проникающей способности. Так, коротковолновое излучение Солнца с $\lambda=85$—911 Å бóльшую часть ионов образует в И. в области 120—200 км (но действует и выше), тогда как излучение с $\lambda=911$—1038 Å вызывает ионизацию на высотах 95—115 км, т. е. в области E, а рентг. излучение с λ короче 85 Å — в верх. части области D на высотах 85—100 км. В ниж. части области D, ниже 60—70 км днём и ниже 80—90 км ночью, ионизация осуществляется т. н. галактич. космич. лучами. Существенный вклад в ионизацию области D на высотах ок. 80 км вносят корпускулярные потоки (напр., электроны с энергией $\leqslant30$—40 кэВ), а также солнечное излучение первой линии серии Лаймана (L_α) водорода с $\lambda=1215{,}7$ Å (см. *Спектральная серия*).

Кроме обычных условий ионизации, во время солнечных вспышек всплеск рентг. излучения вызывает внезапное возмущение в ниж. части И. Через неск. часов после солнечных вспышек в атмосферу Земли проникают также *солнечные космические лучи*, к-рые вызывают повыш. ионизацию на высотах 50—100 км, особенно сильную в полярных шапках (областях вблизи магн. полюса). В этой зоне в отд. периоды времени действуют потоки протонов и электронов, к-рые вызывают не только ионизацию, но и заметное свечение атмосферы (*полярные сияния*) на высотах 100—120 км, но они действуют и ниже, в области D. Во время магн. бурь эти потоки корпускул усиливаются, а зона их действия расширяется к более низким широтам (иногда т. н. низкоширотные красные сияния наблюдают на широте Москвы и южнее). Когда в межпланетном пространстве в районе Земли возрастает солнечный корпускулярный поток, к-рый задерживается магнитосферой, происходит не только возмущение геомагн. поля (*магнитная буря*), но изменяются *радиационные пояса* Земли, усиливаются корпускулярные потоки в зоне полярных сияний и т. д. При этом происходит также дополнит. разогревание верх. атмосферы и изменяются условия ионизации И. В свою очередь, изменения И. и движения в ней влияют на вариации геомагн. поля и др. явления в верх. атмосфере.

Процессом, обратным ионизации, является процесс нейтрализации, или рекомбинации. Механизм рекомбинации изменяется с высотой. Обычная радиоактивная рекомбинация эффективна лишь выше $\sim$1000 км, где концентрация атомных ионов на 5 порядков выше концентрации молекулярных. В осн. части И. происходит диссоциативная рекомбинация молекулярных ионов с коэф. $\sim10^{-7}\sqrt{300/T_e}$ см^3 с$^{-1}$. На малых высотах ниже $\sim$70 км (где $n_e\ll n_i$) преобладает процесс взаимной нейтрализации положит. и отрицат. ионов, или ион-ионная рекомбинация, с участием стабилизирующей нейтральной частицы (рекомбинация Томсона). Скорость исчезновения ионов в И. характеризуется эффективным коэф. рекомбинации α', к-рый определяет величину n_e и её изменение во времени. Значения α' для разл. областей И. различны (табл. и рис. 3).

Наряду с рассмотренными выше процессами в области F существенны процессы амбиполярной диффузии и дрейфового переноса.

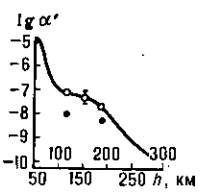


Рис. 3. Среднее измеренное значение эффективного коэффициента рекомбинации α' на высотах 50—300 км.

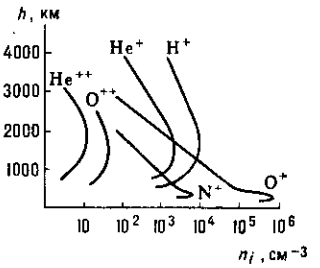


Рис. 4. Распределение с высотой концентрации ионов в верхней части ионосферы.

Состав ионосферы. Ионный состав И. отличается от первичного ионного состава, образующегося при ионизации верх. атмосферы солнечным излучением, в связи с тем, что в ней происходят физ.-хим. процессы трёх типов: ионизация, ионно-молекулярные реакции и рекомбинации, соответствующие трём стадиям жизни ионов — их образованию, превращениям и уничтожению. В разных областях И. каждый из этих трёх процессов проявляется по-своему, что приводит к различию ионного состава по высоте. Так, днём на высотах 85—200 км преобладают положит. молекулярные ионы NO^+ и O_2^+; концентрация ионов N_2^+ на 3 порядка меньше концентрации ионов NO^+. Выше 200 км в области F преобладают атомные ионы O^+, а выше 600—1000 км — протоны H^+. Ниже 70—80 км существенно образование комплексных ионов-гидратов типа $(H_2O)_nH^+$, а также отрицат. ионов, из к-рых наиб. стабильны ионы O_2^-, NO_3^- и HCO_3^-. Отрицат. ионы наблюдаются лишь в области D.

Распределение по высоте ионов с относительно малой концентрацией важно для объяснения осн. особенностей процессов, протекающих в И. Так, в области ионизационно-рекомбинац. равновесия (ниже 200 км) доля первичных ионов N_2^+ и O^+ уменьшается с уменьшением высоты, свидетельствуя об усилении ионно-молекулярных реакций из-за роста плотности атмосферы. Выше 200—300 км доля ионов N^+ лишь немного возрастает по сравнению с O^+, а концентрации ионов H^+ и He^+ обладают максимумами вблизи области высот, где концентрации ионов O^+ и H^+ становятся равными (рис. 4), что обусловлено распределением этих ионов по *барометрической формуле*. Этим же обусловлено аналогичное распределение с максимумом для двукратно ионизованных ионов He^{++}и O^{++}. В ниж. части области E на высотах 90—95 км часто образуется максимум E_s (рис. 2) ионов металлов Mg^+, Fe^+с примесью Si^+, Na^+, Ca^+, Al^+ и Ni^+ (их происхождение связывают с дроблением метеоров на этих высотах). Меньшая концентрация ионов металлов наблюдается в вечернее время на разл. высотах вплоть до 500—600 км; она особенно возрастает вблизи геомагн. экватора, что свидетельствует об особых условиях движений и перемешивания в И.

Характеристики ионосферных слоёв. Закономерности изменения параметров И.— степени ионизации или n_e, ионного состава и эффективного коэф. рекомбинации различны в разных областях И.; это обусловлено в первую очередь значит. изменением по высоте концентрации и состава нейтральных частиц верх. атмосферы.

В области D наблюдаются наиб. низкие $n_e<10^3$ см$^{-3}$ (рис. 2). В этой области И. из-за высокой концентрации молекул, а следовательно, и высокой частоты столкновения с ними электронов происходит наиб. сильное поглощение радиоволн, что иногда приводит к прекращению радиосвязи. Здесь же, как в волноводе, распространяются длинные и сверхдлинные радиоволны. От всей остальной части И. область D отличается тем, что наряду с положит. ионами в ней наблюдаются отрицат. ионы, к-рые определяют мн. свойства области D. Первоначально отрицат. ионы образуются в результате тройных столкновений электронов с нейтральными молекулами O_2. Ниже 70—80 км концентрация молекул и число таких столкновений настолько возрастают, что отрицат. ионов становится больше, чем электронов. Уничтожаются отрицат. ионы при взаимной нейтрализации с положит. ионами. Т. к. этот процесс очень быстрый, то именно им объясняется довольно высокий эффективный коэф. рекомбинации α', к-рый наблюдается в области D (табл.).

При переходе от дня к ночи в области D концентрация электронов n_e резко уменьшается и соответственно уменьшается поглощение радиоволн, поэтому раньше считали, что ночью слой D исчезает. В момент солнечных вспышек на освещённой Солнцем земной поверхности сильно возрастает интенсивность рентг. излучения, увеличивая ионизацию области D, что приводит к увеличению поглощения радиоволн, а иногда даже к полному прекращению радиосвязи — т. н. внезапное ионосферное возмущение (Делинджера эффект). Продолжительность заметных возмущений обычно 0,3—1,5 ч. Более длительные и более значит. поглощения бывают на высоких широтах (т. н. поглощения в полярной шапке, ППШ). Повыш. концентрация n_e тут вызывается солнечными космич. лучами (в основном протонами с энергией в неск. МэВ), к-рые способны проникнуть в атмосферу только в районе геомагн. полюсов (полярных шапок), где магн. силовые линии не замкнуты. Длительность явлений ППШ достигает иногда неск. дней.

Область И. на высотах 100—200 км, включающая слои E и F_1, отличается наиб. регулярными изменениями. Это обусловлено тем, что именно здесь поглощается осн. часть коротковолнового ионизующего излучения Солнца. Теория ионизационно-рекомбинац. равновесия, уточняющая теорию простого слоя ионизации, хорошо объясняет все регулярные изменения n_e и ионного состава в течение дня и в зависимости от уровня солнечной активности. Ночью из-за отсутствия источников ионизации в области 125—160 км величина n_e сильно уменьшается, однако в области E на высотах 100—120 км обычно сохраняется довольно высокая $n_e=(3—30)\times\times10^3$ см$^{-3}$. О природе источника ночной ионизации в области E мнения расходятся.

На высотах областей D и E иногда наблюдают кратковременные, необычайно узкие слои повыш. ионизации (т. н. спорадические слои E_s), состоящие часто из ионов металлов Mg^+, Fe^+, Ca^+ и др. За счёт E_s возможно дальнее распространение телевизионных передач. Признанной теорией образования слоёв E_s является т. н. теория «ветрового сдвига», согласно к-рой в условиях магн. поля движения газа в атмосфере «сгоняют» ионы к области нулевой скорости ветра, где и образуется слой E_s.

Концентрация ионов O^+ становится больше 50% выше уровня 170—180 км днём и выше 215—230 км утром, вечером и ночью. Выше и ниже этого уровня условия образования И. совершенно различны. Так, днём, когда максимум ионизации коротковолновым излучением Солнца расположен ниже этого уровня, образуется слой F_1. Этот слой регулярно наблюдается по ионограммам только при большой высоте Солнца над горизонтом, преим. летом и в основном при низкой активности Солнца, а в максимуме активности зимой он не наблюдается. Выше указанного уровня создаются благоприятные условия для образования области F_2.

Поведение гл. максимума ионизации, или области F_2, является очень сложным, оно коренным образом отличается от поведения областей E и F_1. Так, хотя в среднем электронная концентрация n_e в слое F_2 определяется солнечной активностью, но ото дня ко дню она сильно изменяется. Максимум n_e в суточном ходе бывает сильно сдвинут относительно полудня, при этом сдвиг зависит от широты, сезона и даже долготы. Сезонной аномалией наз. необычное увеличение n_e зимой по сравнению с летним сезоном. В экваториальной области до полудня имеется один, а после полудня и ночью — два максимума n_e, расположенных в геомагн. широтах

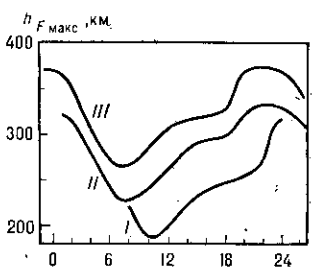


Рис. 5. Изменение высоты максимума области F в течение дня по ракетным данным: I и II — зима и лето при низкой активности Солнца; III — при высокой активности Солнца.

±15 (экваториальная, или геомагн., аномалия). В период восхода Солнца оба максимума начинают расходиться, перемещаясь в более высокие широты, и быстро исчезают, в то время как на экваторе образуется новый максимум. Обнаружено необычное поведение области F_2 и на высоких широтах, в частности образование широтной зоны пониж. ионизации («провала»), идущей параллельно зоне полярных сияний, где наблюдается повыш. ионизация. Всё это говорит о том, что помимо солнечного излучения изменения n_e в области F_2 определяются рядом геофиз. факторов.

Высота гл. максимума И. $h_{макс}$ слоя F в ср. широтах северного полушария изменяется в течение суток сложным образом (рис. 5), глубоко спускаясь утром и достигая максимума вблизи полуночи. Высота слоя F_2 зимой ниже (кривая I), чем летом (кривая II), а при высокой активности Солнца (кривая III) выше, чем при низкой (кривые I и II).

Новая теория образования области F учитывает действие *амбиполярной диффузии*, к-рая объяснила

мн. особенности области F, в т. ч. осн. аномалию — образование максимума F значительно выше максимума ионообразования, расположенного в области 150 км. Описанные выше вариации высоты слоя F она связывает с изменением в течение дня интенсивности ионизации и темп-ры атмосферы. Существование слоя F ночью объясняется притоком ионов сверху, из протоносферы, где они накапливаются в течение светлой части дня. Из-за различия механизма образования высота слоя ночью выше, чем днём.

Мн. особенности в изменении верх. части И., расположенной над максимумом области F, повторяют суточный ход и глобальное распределение n_e в максимуме слоя. Это говорит о тесной связи этих областей И. Выше максимума области F уменьшение концентрации ионов с высотой происходит по барометрич. ф-ле. При этом с увеличением высоты возрастает доля более лёгких ионов. Поэтому преобладание ионов O^+ в области F сменяется днём выше 1000 км преобладанием ионов H^+ (п р о т о н о с ф е р а). Ночью в связи с понижением темп-ры протоносфера опускается до высот $\sim$600 км. В верх. части И. по направлению к высоким широтам обнаружен рост доли тяжёлых ионов на данной высоте, что аналогичным образом связывается с наблюдаемым ростом темп-ры. Однако поведение И. в полярных областях пока полностью не объяснено.

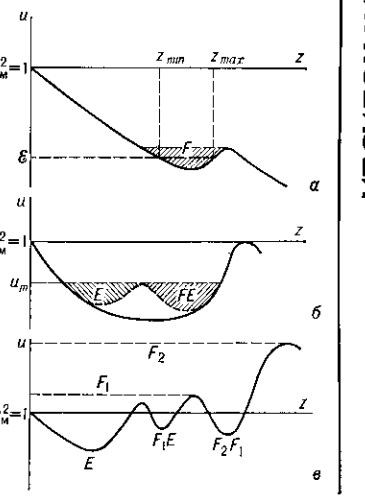
Движения потоков заряж. частиц в И. приводят к возникновению турбулентных неоднородностей электронной концентрации. Причины их возникновения — флуктуация ионизующего излучения и непрерывное вторжение в атмосферу метеоров, образующих ионизированные следы. Движение ионизованных масс и турбулентность И. влияют на распространение радиоволн, вызывая *замирание*.

Изучение И. продолжает развиваться в двух направлениях — с точки зрения её влияния на распространение радиоволн и исследования физ.-хим. процессов, происходящих в ней, чем занимается *аэрономия*. Совр. теория позволила объяснить и распределение ионов с высотой, и эффективный коэф. рекомбинации. Ставится задача построения единой глобальной динамич. модели И. Осуществление такой задачи требует сочетания теоретич. и лаб. исследований с методами непосредств. измерений на ракетах и спутниках и систематич. наблюдений И. на сети наземных станций.

Лит.: Р а т к л и ф Д ж. А., У и к с К., Ионосфера, в сб.: Физика верхней атмосферы, пер. с англ., М., 1963; Ионосферные процессы, под ред. В. Е. Степанова, Новосиб., 1968; У и т т е н Р. К., П о п п о в И. Д., Физика нижней ионосферы, пер. с англ., М., 1968; И в а н о в - Х о л о д н ы й Г. С., Н и к о л ь с к и й Г. М., Солнце и ионосфера, М., 1969; Распределение электронов в верхней атмосфере, пер. с англ., М., 1969; Г е р ш м а н Б. Н., Динамика ионосферной плазмы, М., 1974; Р и ш б е т Г., Г а р р и о т О. К., Введение в физику ионосферы, пер. с англ., Л., 1975; М и т р а А., Воздействие солнечных вспышек на ионосферу Земли, пер. с англ., М., 1977; И в а н о в - Х о л о д н ы й Г. С., М и х а й л о в А. В., Прогнозирование состояния ионосферы, Л., 1980; М и з у н Ю. Г., Полярная ионосфера, Л., 1980; Физика и структура экваториальной ионосферы. [Сб. ст.], М., 1981.

Г. С. Иванов-Холодный.

ИОНОСФЕ́РНЫЙ ВОЛНОВО́Д — область пространства между поверхностью Земли и ионосферой, внутри к-рой происходит локализация радиоволн. Наряду с И. в., ниж. границей к-рого служит поверхность Земли, существуют приподнятые И. в. Локализация радиоволн в таких И. в. осуществляется как за счёт немонотонного распределения ионосферной плазмы по высоте, так и за счёт сферичности Земли. В лучевом приближении распространение радиоволн в И. в. подобно движению классич. частицы в поле с потенциалом $-u(z)=n_м^2(z)\simeq\varepsilon(z)+2z/R$, где $\varepsilon(z)$ — диэлектрич. проницаемость среды, z — высота над поверхностью Земли, R — радиус Земли, $z\ll R$. Роль уровня энергии для излучателя на поверхности Земли играет величина $\mathcal{E}=-\cos^2\alpha$, где α — угол излучения, составляемый волновым вектором с горизонталью. Минимумы $u(z)$ соответствуют И. в. Поведение $u(z)$ изображено на рис. для разл. условий в приближении изотропной плазмы (частота волны ω много больше гиромагн. частоты), когда $\varepsilon(z)=1-\omega_0^2/\omega^2$ (ω_0 — плазм. частота). Рис. (*а*) соответствует ночным условиям, когда существует лишь один слой F (см. *Ионосфера*) и частота волны $\omega>\omega_м$, где $\omega_м$ — макс. частота, при к-рой возможно «возвращение» радиоволны на поверхность Земли за счёт её отражения от слоя F. Заштрихованный участок соответствует приподнятому И. в. С понижением частоты ω (увеличением ω_0) растёт локальный максимум $u(z)$, и для частоты $\omega=\omega_м$ касательная к u_m будет соответствовать значению $n_м^2=1$ (рис., *б*). Появление др. ионосферных слоёв (напр., слоя E) иллюстрирует пунктирная кривая на рис. (*б*). При этом выделяются приподнятые И. в. E- и FE-типов. При разделении слоя F ионосферы на слои F_2 и F_1, кроме И. в. E и F_2, выделяются И. в. F_1E, F_2E_1, F_1 (рис., *в*). Как правило, объёмы И. в. F_1E и F_2F_1 невелики.



При плавном изменении свойств И. в. распространение радиоволн в нём происходит с сохранением адиабатич. инварианта $I=4R_0^{-1}\int_{z_{мин}}^{z_{макс}}[\mathcal{E}-u(z)]^{1/2}dz$, где $z_{мин}$ и $z_{макс}$ — уровни отражения волны, $\mathcal{E}$ — значение $u(z)$ на уровне отражения волны (рис., *а*). Нарушение инварианта приводит к изменению траектории в пределах осцилляции (к переходу на др. уровень). Нарушение полного инварианта I_m, равного I при $\mathcal{E}=u_m$, где u_m — значение одного из максимумов $u(z)$ (напр., рис., *б*), приводит к выходу волны из И. в. данного типа. Поэтому захват или вывод волны из И. в. связан с нарушением I_m. Для дальнего распространения радиоволн с малыми потерями важное значение имеют И. в., для к-рых $z_{мин}$ превышает высоту поглощающего радиоволны D-слоя ионосферы ($z\sim50\div90$ км). В сферически симметричной ионосфере в приближении геом. оптики захват в приподнятые И. в. невозможен. В реальных условиях захват в такие И. в. радиоволн, излученных с поверхности Земли (и их вывод), может осуществляться за счёт рефракции радиоволн на горизонтальных градиентах плазмы, из-за рефракции и рассеяния на ионосферных неоднородностях, а иногда и при «просачивании» за счёт дифракционных эффектов.

Лит.: А л ь п е р т Я. Л., Распространение электромагнитных волн и ионосфера, 2 изд., М., 1972; Г у р е в и ч А. В., Ц е д и л и н а Е. Е., Сверхдальнее распространение коротких радиоволн, М., 1979; Г е р ш м а н Б. Н., Е р у х и м о в Л. М., Я ш и н Ю. Я., Волновые явления в ионосфере и космической плазме, М., 1984.

Л. М. Ерухимов, В. П. Урядов.

ИПСИЛОН-ЧАСТИ́ЦЫ (ипсилоний; обозначение Υ) — общее назв. группы тяжёлых мезонов со спином 1, имеющих близкие массы $\sim$10 ГэВ; являются *истинно нейтральными частицами*. Их *зарядовая чётность* $C=-1$, пространств. чётность $P=-1$. Первые И.-ч. (т. н. Υ и Υ') были открыты в 1977 группой амер. физиков во главе с Л. Ледерманом (L. M. Lederman) при анализе взаимодействия быстрых (400 ГэВ) протонов с мишенями из тяжёлых элементов, а последующие — на установках со встречными электрон-позитронными пучками в реакциях типа $e^+ + e^- \to \Upsilon \to$ адроны (лептоны). На последних установках были детально изучены и все

Частица	Масса (МэВ)	Ширина (МэВ)	Спектроскопич. обозначение
Υ	9 461	0,044	1^3S_1
Υ'	10 023	0,03	2^3S_1
Υ''	10 355	0,018	3^3S_1
Υ'''	10 577	14	4^3S_1
Υ''''	10 845	~100	5^3S_1
Υ'''''	11 020	~100	6^3S_1
Υ''''''	11 200	~100	7^3S_1

характеристики Υ-частиц. К 1984 описано семь И.-ч. (табл.).

С совр. точки зрения И.-ч. представляют собой сложные системы, составленные из тяжёлого b-кварка и его антикварка $\bar{b}$, $\Upsilon=(b\bar{b})$ (см. *Кварконий*). Это объясняет нейтральность и квантовые числа Υ-частиц (при параллельных спинах b и $\bar{b}$ и орбитальном моменте $L=0$). Наличие семейства Υ-частиц связано с возможностью радиальных возбуждений в системе $(b\bar{b})$, не меняющих суммарный спин и чётность системы. Из последнего столбца табл. видно последовательное нарастание главного квантового числа в системе $(b\bar{b})$ с увеличением массы частицы. У Υ''' и частиц с более высокими радиальными возбуждениями полная ширина существенно больше, чем у Υ, Υ', Υ''. Это связано с тем, что для первых трёх частиц энергетически запрещён распад на пару т. н. красивых B-мезонов ($m_B=5270$ МэВ), содержащих b-кварк, а распады в адроны, не содержащие b-кварков, сильно подавлены. *А. А. Комар.*

ИРАСТ-УРОВЕНЬ — уровень, ближайший к основному состоянию, т. е. обладающий наименьшей энергией возбуждения среди всех уровней ядра с заданной величиной спина. Состояние, отвечающее И.-у., имеет коллективный характер. Совокупность И.-у. со всеми спинами наз. и р а с т - п о л о с о й. Состояние на ираст-полосе, к-рое оказывается энергетически ниже ближайших соседних И.-у. со стороны меньших спинов, наз. и р а с т - л о в у ш к о й. Это состояние может распасться только путём γ-переходов, но не на ближайший И.-у., а «перепрыгнув» его. Если распад должен сопровождаться большим изменением спина (>2), то он осуществляется с помощью радиац. перехода высокой мультипольности. Поскольку такие переходы всегда затруднены, то состояния, отвечающие ираст-ловушке, оказываются сравнительно долгоживущими.

Лит. см. при ст. *Высокоспиновые состояния ядер, Коллективные возбуждения ядер.*

ИРИДИЙ (Iridium), Ir,— хим. элемент VIII группы периодич. системы элементов, ат. номер 77, ат. масса 192,22, относится к платиновой группе благородных металлов. Природный И. состоит из изотопов с массовыми числами 191 (37,3%) и 193 (62,7%). Электронная конфигурация двух внеш. оболочек $5s^2p^6d^7s^2$. Энергии последоват. ионизации равны 9,1 и 17,0 эВ. Кристаллохим. радиус атома Ir 0,136 нм, радиус иона Ir^{4+} 0,065 нм. Сродство к электрону 1,97 эВ; значение электроотрицательности 1,55.

В свободном виде — серебристо-белый металл, кристаллич. решётка кубич. гранецентрированная с постоянной решётки $a=0{,}38312$ нм. Плотн. 22,65 кг/дм^3 (одна из самых высоких среди простых веществ), $t_{пл}=2447$ °С, $t_{кип}=4380$—4577 °С. Теплота плавления 26,0 кДж/моль, теплота испарения 610 кДж/моль. Коэф. теплового линейного расширения $6{,}5\cdot10^{-6}$ К$^{-1}$ (при темп-рах 0—100°С), уд. электросопротивление 5,40 мкОм·см. И. слабо парамагнитен, магн. восприимчивость $0{,}14\cdot10^{-9}$ (при 293 К). Модуль упругости 510 ГПа (20 °С), предел прочности при растяжении 225 МПа. Тв. по Бринеллю 1,6—2,1 ГПа.

Химически малоактивен, устойчив на воздухе до темп-р св. 2000° С. В соединениях проявляет степени окисления +3 и +4.

И. применяют для изготовления электродов и термопар (для термопар используют также сплав Ir и Rh); спец. тиглей, обладающих высокой корроз. устойчивостью; для нанесения защитных покрытий. Сплавы Ir с Pt и Pd используют для изготовления тензодатчиков, резисторов, токосъемников. Из сплава Ir и Os делают эталоны длины.

На ядрах ^{193}Ir впервые (1958) был открыт *Мёссбауэра эффект*. Из искусств. радионуклидов наиб. значение имеет ^{192}Ir (электронный захват и β^--распад, $T_{1/2}=74{,}08$ сут), γ-излучение к-рого используют в γ-дефектоскопии. *С. С. Бердоносов.*

ИРНШОУ ТЕОРЕ́МА утверждает, что совокупность неподвижных частиц, взаимодействующих между собой с силой, обратно пропорциональной квадрату расстояния (притягивающихся или отталкивающихся), не может образовывать устойчивой равновесной системы. Сформулирована С. Ирншоу (S. Earnshaw) в 1839.

Доказательство И. т. основано на том, что силы, действующие на неподвижную частицу со стороны др. неподвижных частиц, потенциальны, а соответствующий им скалярный потенциал φ не может обеспечивать равновесное состояние, отвечающее минимуму потенциальной энергии частицы. Действительно, потенциал φ в области вне источников удовлетворяет ур-нию Лапласа $\Delta\varphi=0$, и вторые производные по всем трём декартовым координатам не могут иметь одинаковые знаки, так что φ не может иметь экстремумов в этой области.

Разнообразные обобщения И. т. лежат в основе принципов построения систем свободного (бесконтактного) подвеса заряж., намагнич. и нейтральных тел. Объекты с заданными (не зависящими от внеш. полей) дипольными и мультипольными моментами также удовлетворяют запрету И. т., что не распространяется, однако, на объекты с индуцированными (наведёнными) моментами. Напр., в простейшем случае, когда дипольные моменты (электрич. $\boldsymbol{p}^e$, магн. $\boldsymbol{p}^m$) прямо пропорциональны внеш. полям ($\boldsymbol{p}^e=\alpha^e\boldsymbol{E}$, $\boldsymbol{p}^m=\alpha^m\boldsymbol{H}$, здесь $\boldsymbol{E}$, $\boldsymbol{H}$ — напряжённости полей, α^e, α^m — соответствующие коэф.), то сила, действующая на них, задаётся потенциалами $\Phi^e=-\alpha^e|\boldsymbol{E}|^2/2$, $\Phi^m=-\alpha^m|\boldsymbol{H}|^2/2$ (в комбинированном случае — их суперпозицией). Величины $|\boldsymbol{E}|^2$ и $|\boldsymbol{H}|^2$ как ф-ции координат могут иметь как точки перевалов, так и абс. минимумы (но не максимумы!), поэтому в таких полях возможно удержание тел с α^e, $\alpha^m<0$, к к-рым, в частности, относятся диамагнетики [это обобщение И. т. принадлежит В. Браунбеку (W. Braunbek, 1939)]. Аналогичная ситуация имеет место для высокочастотных потенциальных сил, усреднённых по периоду колебаний. Так, для частицы с зарядом q и массой m высокочастотный потенциал задаётся выражением $q^2|\boldsymbol{E}|^2/(4m\omega^2)$ (ω — круговая частота внеш. поля $\boldsymbol{E}$), что позволяет локализовать её вблизи абс. минимумов $|\boldsymbol{E}|^2$ вне зависимости от знака заряда q. Комбинация статич. и высокочастотных полей, а также введение обратных связей, управляющих значениями удерживающих полей, позволяет значительно расширить класс систем, на к-рые запрет И. т. не распространяется.

Лит.: E a r n s h a w S., On the nature of the molecular forces which regulate the luminoferous ether [1839], в сб.: Transactions of the Cambridge Philosophical Society, 1842, v. 7, p. 97; T a m m И. Е., Основы теории электричества, 9 изд., М., 1976; B r a u n b e k W., Freischwebende Körper im elektrischen und magnetischen Feld, «Z. Phys.», 1939, Bd 112, S. 753. *Р. В. Линьков, М. А. Миллер.*

ИСКРОВА́Я КА́МЕРА — управляемый *трековый детектор частиц*, действие к-рого основано на возникновении искрового разряда в газе в месте прохождения заряж. частицы. Применяется в ядерной физике (исследование ядерных реакций), физике элементарных частиц (эксперименты на ускорителях), астрофизике (космич. лучи) и медицине. И. к. содержит разрядный промежуток, заполненный газом. *Телескоп счётчиков* (напр., сцинтилляционных, черенковских) вне И. к. регистрирует факт прохождения частицы через объём камеры и управляет (с помощью электронных устройств) подачей на электроды камеры высоковольтного короткого импульса (10—100 нс) напряжения. Электроны, возникающие в газе камеры на пути заряж. частицы в

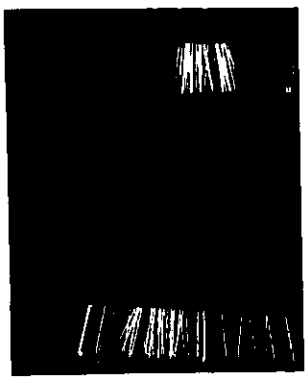
результате ионизации атомов газа, в электрич. поле И. к. ускоряются при движении к аноду. Набрав достаточную энергию и сталкиваясь с атомами газа, они возбуждают и ионизуют атомы, освобождая новые электроны. Процесс газового усиления приводит к образованию электронно-фотонных лавин. Когда в головке лавины создаётся концентрация $\sim 10^8$ электронов, образуется *стример* — сгусток плазмы, распространяющийся вдоль электрич. поля в обоих направлениях. В результате вдоль трека частицы возникает цепочка искровых разрядов (либо локально светящиеся области газа). Цепочка искр воспроизводит траекторию частицы.

История И. к. начинается с 1949, когда Дж. У. Койффел (J. W. Keuffel) впервые наблюдал искровой разряд между параллельными пластинами, вызванный прохождением частицы. В 1957 Т. Краншоу (T. E. Cranshow) и И. де Бир (I. F. de Beer) применили подачу высоковольтного напряжения на И. к. в форме импульса тотчас после прохождения частицы. Применение И. к. в физике элементарных частиц высоких энергий началось после работы С. Фукуи (S. Fukui) и С. Миямото (S. Miyamoto) (1959), к-рые использовали для наполнения И. к. инертные газы He, Ne, Ar. Их отличит. характеристика — отсутствие у атомов электронного сродства. В результате этого время образования искры сильно укорачивается, уменьшаются врем. флуктуации, что приводит к существенному улучшению эффективности (вероятности регистрации частицы) И. к. Обычно применяются Ne или Ne+He (70/30), к-рые медленно продуваются через объём И. к.

Электроды И. к. обычно плоские (площадь пластин от десятков см^2 до неск. м^2), но могут использоваться камеры со сферич. и цилиндрич. геометрией. Большое распространение получили т. н. проволочные И. к., электроды к-рых состоят из множества параллельных проволочек. В экспериментах на ускорителях применяются И. к. с площадью электродов в неск. м^2, состоящих из тысяч проволочек, натянутых на расстоянии неск. мм друг от друга. Электрич. сигналы, возникающие на проволочных электродах, используются для получения (съёма) информации о координате частицы.

В узкозазорных И. к. (ширина зазора 1—2 см) искра появляется в месте прохождения заряж. частицы, но следует по направлению внеш. электрич. поля, т. е. перпендикулярно электродам. В эксперименте одновременно применяют много И. к. (стопка) и траектории частиц прослеживаются по картине искр в этих камерах.

В широкозазорных И. к. (ширина зазора 10 см) искра следует вдоль траектории (трека) частицы: соседние лавины, образующиеся вдоль ионизованного следа (трека), сливаются вместе и образуют плазм. канал, по к-рому протекает искровой ток. Широкозазорные И. к. регистрируют частицу в виде светящегося трека, следующего в пространстве по направлению траектории заряж. частицы, в т. ч. и при наличии магн. поля, до тех пор, пока угол между направлениями электрич. поля $\boldsymbol{E}$ и траекторией частицы $\upsilon \leqslant 45-50°$. При бо́льших углах наступает т. н. проекционный режим, когда вместо одного трека образуется много слабосветящихся искр вдоль направления поля (перпендикулярно электродам). Широкозазорные И. к. регистрируют десятки одноврем. треков в камере с эффективностью $\sim 100\%$. Угл. точность следования искры вдоль траектории частиц ~ 1 мрад. Для регистрации треков при $\upsilon > 50°$ (вплоть до 90°, см. рис.) используют стримерный режим, при к-ром развитие стримера начинается с каждого первичного электрона и обрывается на длине неск. мм (см. *Стримерная камера*).



Высоковольтное напряжение подаётся на И. к. с помощью триггерного устройства, срабатывающего по сигналу телескопа счётчиков. Основой высоковольтного контура для узкозазорных камер является ёмкость с накопленной энергией, передаваемой в заданный момент на И. к. В Ne рабочее напряжение ~ 10 кВ. Для питания широкозазорных камер используются многоступенчатые импульсные генераторы типа Аркадьева—Маркса, т. к. на камеру с зазором 20—30 см используется напряжение $\sim 200-300$ кВ. Импульс необходимо подавать как можно быстрее после момента прохождения частицы, чтобы электроны ионизации, созданные вдоль трека в камере, не прилипли к эл.-отрицат. атомам и не отошли за счёт диффузии далеко от трека. Обычно задержка ~ 100 нс, длительность импульса десятки нс. Для очистки объёма узкозазорных И. к. от зарядов, созданных предыдущими частицами, на камеру подаётся пост. напряжение (200 В), при этом достигается «время памяти» $\tau \sim 1$ мкс. В широкозазорных И. к. такое малое τ достигается с помощью малых добавок эл.-отрицат. газов.

Существует неск. способов съёма информации с И. к. Фотографич. метод. Использовался при исследовании космич. лучей и в ранних экспериментах на ускорителях. Неудобства метода — в его медленности (ограниченной механич. свойствами фотоаппарата) и отсутствии быстрой информации в «реальном времени». Акустич. метод. Локализация искры определяется интервалом времени между образованием искры и приходом звуковых сигналов к микрофонам, расположенным в разл. частях камеры. Недостаток — сложность регистрации неск. одноврем. событий. В индиконный метод. Состоит в регистрации оптич. сигнала от И. к. При этом производится «оцифровывание» адресов искры с помощью видикона. Недостаток — низкая чувствительность *видиконов* (ниже, чем у фотоплёнки). Все 3 метода используются в магн. поле.

Для проволочных И. к. используются след. способы съёма информации. Метод ферритовых колец, к-рые нанизываются на каждую нить И. к. При прохождении импульса тока через нить её кольцо меняет одно намагнич. состояние на другое. Через кольца продеты считывающие проволоки, связанные с ЭВМ. Ограничений по числу одновременно регистрируемых искр нет. Один искровой промежуток в проволочной И. к. даёт лишь одну координату. Для регистрации второй координаты применяется второй промежуток, но перевёрнутый на 90°. Магнитострикц. метод. Электроды И. к. изготавливаются из ферромагн. проволок, изменяющих размеры при намагничивании (Ni и др.). На конец каждой проволочки надето считывающее кольцо. Искра производит локальную деформацию, распространяющуюся вдоль нити. Время задержки между прохождением искры и регистрацией кольцом сигнала от неё даёт координату. Метод распределения тока. На противоположных концах каждой нити измеряется токовый сигнал от одной и той же искры. Если нить однородна, сигналы делятся в отношении сопротивлений соответствующих участков нити. Отношение сигналов определяет координату искры. Осн. преимущество этого метода — быстрое считывание (через 200 нс после события).

Основные характеристики И. к.: координатная точность 0,3—1 мм; время памяти 0,5—1 мкс; частота срабатывания 10—100 Гц; И. к. регистрирует многочастичные события (до сотен частиц).

И. к. просты в изготовлении и эксплуатации даже при очень больших размерах. Они удачно сочетают свойства таких трековых детекторов, как *пузырьковая*

камера (точная локализация траекторий заряж. частиц, высокое пространств. разрешение), и таких электронных детекторов, как *сцинтилляционные детекторы* (высокое быстродействие и временное разрешение). И. к. широко применялись в 1960—75, однако в дальнейшем наибольшее применение получила стримерная камера.

Лит.: Искровая камера, М., 1967; Rice-Evans P., Spark, streamer, proportional and drift chambers, L., 1974.

Б. А. Долгошеин.

ИСКРОВОЙ РАЗРЯД (искра) — неустановившийся *электрический разряд в газе*, возникающий обычно при давлениях порядка атмосферного в том случае, когда непосредственно после пробоя разрядного промежутка напряжение на нём падает в течение очень короткого времени (от неск. долей мкс до сотни мкс) ниже величины напряжения погасания разряда. И. р. повторяется, если после погасания разряда напряжение вновь возрастает до величины напряжения пробоя. При увеличении мощности источника напряжения И. р. переходит обычно в *дуговой разряд*. В природных условиях И. р. наблюдается в виде молний.

Развитие И. р. объясняется стримерной теорией электрич. пробоя газов: из электронных лавин, возникающих при наложении электрич. поля на разрядный промежуток, при определ. условиях образуются т. н. *стримеры* — тонкие разветвлённые каналы, заполненные ионизованным газом. Стримеры, быстро удлиняясь, перекрывают разрядный промежуток и соединяют электроды непрерывными проводящими каналами. Далее сила тока резко нарастает, каждый из каналов быстро расширяется, в нём скачкообразно повышается давление, в результате чего на его границах возникает ударная волна. Совокупность ударных волн от расширяющихся искровых каналов порождает звук, воспринимаемый как характерный «треск» искры (в случае молнии — гром).

Величины, характеризующие И. р. (напряжение зажигания, напряжение погасания, макс. ток, длительность), могут меняться в очень широких пределах в зависимости от параметров разрядной цепи, величины разрядного промежутка, геометрии электродов, давления газов и т. д. Напряжение зажигания И. р., как правило, достаточно велико. Продольная напряжённость поля в искре понижается от неск. десятков кВ/см в момент пробоя до сотни В/см спустя неск. мкс. Макс. сила тока в мощном И. р. может достигать значений порядка неск. сотен кА.

Особый вид И. р.— *скользящий разряд*, возникающий вдоль поверхности раздела газа и твёрдого диэлектрика, помещённого между электродами. Области скользящего И. р., в к-рых преобладают заряды к.-л. одного знака, индуцируют на поверхности диэлектрика заряды др. знака, вследствие чего искровые каналы стелются по поверхности диэлектрика, образуя т. н. ф и г у р ы Л и х т е н б е р г а. Процессы, близкие к происходящим в И. р., свойственны также *кистевому разряду*.

И. р. нашёл разнообразное применение в науке и технике. С его помощью инициируют взрывы и процессы горения, измеряют высокие напряжения, его используют в спектральном анализе, для регистрации заряж. частиц (см. *Искровой счётчик*), в переключателях электрич. цепей, для обработки металлов и т. п.

Лит. см. при ст. *Электрические разряды в газах.*

В. Н. Колесников.

ИСКРОВОЙ СЧЁТЧИК — прибор для регистрации частиц, принцип действия к-рого основан на возникновении искрового разряда в газе при попадании в него заряж. частицы. Применяется в ядерной физике (изучение времени жизни возбуждённых состояний ядер), физике элементарных частиц (измерение скорости, координат и энергии заряж. частиц), астрофизике (космич. лучи) и медицине. Простейший вариант плоскопараллельного И. с. представляет собой два параллельных металлич. электрода в герметизированном объёме, заполненном Ar и парáми органич. веществ (спирт, эфир и др.). К электродам через нагрузочное сопротивление R приложено пост. напряжение порядка ~ неск. кВ. Регистрируемая частица ионизирует молекулы газа. Образующиеся свободные электроны дают начало лавинообразному нарастанию числа электронов в зазоре за счёт ионизации молекул газа в сильном электрич. поле (э л е к т р о н н о - ф о т о н н ы е л а в и н ы). Затем наступает стримерная стадия пробоя (см. *Стримеры*), к-рая переходит в искровой разряд. После разряда напряжение на электродах медленно восстанавливается. Это «мёртвое» время ($\sim 10^{-3}$ с) необходимо для очищения газового зазора от зарядов перед регистрацией новой частицы. Состав и давление газовой среды выбираются из условия получения стримерного вида искрового пробоя, обеспечивающего наилучшие счётную, временную и координатную характеристики И. с. Регистрация разряда осуществляется по электрич. сигналу амплитудой до сотен В, возникающему на нагрузочном сопротивлении, или по световому излучению от искры. В последнем случае используется фотоаппарат или *электронно-оптический преобразователь*.

Удовлетворит. характеристики И. с. впервые были получены Дж. У. Койффелом (J. W. Keuffel, 1949). Металлич. электроды И. с. имели площадь 35 см^2 при межэлектродном зазоре 2,5 мм. Газовая среда содержала ксилол (6 мм рт. ст.) и Ar (0,5 атм). Наблюдались искровые разряды вблизи места прохождения заряж. частиц. Флуктуация задержки прихода электрич. сигнала относительно момента прохождения частицы (временно́е разрешение) $\tau \sim 5 \cdot 10^{-9}$ с. С целью улучшения временно́го разрешения и задержки срабатывания И. с. в дальнейшем уменьшали межэлектродный зазор. Однако при этом необходимо уменьшение площади электродов, чтобы возрастающая энергия в искре их не разрушала. Давление газа увеличивали для получения большей эффективности регистрации. Наилучшие результаты были получены на И. с. с диаметром электродов 4 мм и межэлектродным зазором 0,1 мм. Газовая среда состояла из O_2 (0,5 атм), He (20 атм). При регистрации света от искры при помощи электронно-оптич. преобразователя было получено $\tau \sim 10^{-11}$ с. Уникальные временно́е разрешение и малая задержка срабатывания не были широко использованы из-за малой площади электродов, недостаточной скорости счёта и др.

Часть этих трудностей была преодолена в И. с. с локализов. разрядом, в к-ром каждый разряд снимает напряжение лишь с малой области электродов порядка неск. мм^2 в месте пролёта частицы. На остальной площади сохраняются высокое напряжение и способность независимой регистрации частиц. При этом ограничения на площадь электродов отсутствуют, улучшается загрузочная способность, т. к. И. с. с локализов. разрядом эквивалентен большому числу независимых И. с. малой площади. Локализация разряда достигается за счёт использования полупроводящего анода с уд. сопротивлением $\sim 10^9$ Ом·см (напр., полупроводящее стекло) и газовой среды, поглощающей свет от искры; это необходимо для предотвращения ложных пробоев в соседних областях счётчика (напр., смесь дивинила, этилена, изобутана и Ar). Роль R играет полупроводящий электрод. Электрич. сигнал амплитудой в 1 В снимается через ёмкостную связь между областью разряда и проводящей поверхностью, нанесённой на внешнюю по отношению к газовому зазору сторону полупроводящего электрода. Проводящая поверхность обычно состоит из полосок, что обеспечивает одноврем. регистрацию мн. частиц. При зазоре 0,1 мм получено $\tau = 2{,}5 \times 10^{-11}$ с, при задержке срабатывания $2 \cdot 10^{-10}$ с. Точность определения координат частиц в плоскости электродов 0,1—0,3 мм. Эффективность регистрации релятивистских частиц при давлении газа ~ 10 атм близка к 100%. Для экспериментов на ускорителях использовались И. с. с локализов. разрядом площадью до 0,1 м^2. Изготовляются счётчики площадью 0,3 м^2. Временны́е и

координатные характеристики примерно в 10 раз превосходят характеристики *сцинтилляционных детекторов*. Недостаток И. с.— малое время жизни (10^{10} разрядов на 1 см² поверхности электродов), что связано с хим. процессами в газе при разрядах.

В отличие от *Гейгера счётчика*, в к-ром электроны лишь у нити производят ударную ионизацию, в И. с. электрич. поле однородно и ударная ионизация может начаться в любой точке рабочего объёма. Это приводит к малому времени запаздывания разряда. И. с. с неоднородным электрич. полем, предложенный Грейнахером (Graynaher, 1939), имеет худшие характеристики, но обладает способностью при большем фоне электронов регистрировать сильно ионизирующие частицы, напр. α-частицы. В неоднородном электрич. поле между плоскостью — катодом и нитью — анодом, расположенной над катодом на расстоянии ок. 1 мм, в стационарном состоянии горит коронный разряд; α-частицы, попадая в межэлектродное пространство, создают большую плотность ионизации, приводящую к искровому разряду. Чувствительность же к электронам практически отсутствует. Газовая среда — воздух при атм. давлении. Нарастание импульса происходит за время $\sim 10^{-7}$ с.

Лит.: Фюнфер Э., Нейерт Г., Счётчики излучений, пер. с нем., М., 1961; Лаптев В. Д., Пестов Ю. Н., Петровых Н. В., Плоский искровой счётчик с локализованным разрядом, «Приборы и техн. эксперимента», 1975, № 6, с. 36; Pestov Yu. N., The status of spark counters with a localized discharge, «Nucl. Instr. and Meth. in Physics Research», 1988, v. 265, p. 150. *Ю. Н. Пестов.*

ИСПАРЕ́НИЕ — переход вещества из жидкого или твёрдого состояния в газообразное (пар), обычно со свободной поверхности. Чаще всего под И. понимают переход жидкости в пар, он обусловлен разностью хим. потенциалов жидкости и пара. И. твёрдых тел наз. возгонкой или *сублимацией*. И. является фазовым переходом первого рода.

При И. совершается работа по преодолению сил сцепления в жидкости (работа выхода) за счёт кинетич. энергии молекул, в результате чего жидкость охлаждается. Кол-во теплоты, к-рое нужно сообщить жидкости при изотермич. образовании единицы массы пара, наз. теплотой парообразования. В отличие от *кипения*, И. происходит при любой температуре, причём с повышением температуры скорость И. возрастает вследствие уменьшения работы выхода и увеличения доли молекул, обладающих необходимой кинетич. энергией, теплота испарения уменьшается, обращаясь в нуль в критич. точке.

В замкнутой системе жидкость — пар при пост. темпре T со временем устанавливается равновесное давление — давление насыщенного пара $p_н(T)$. Этому давлению соответствует равенство потоков испаряющихся и конденсирующихся (возвращающихся обратно в жидкость из пара) молекул. Производная $dp_н/dT>0$ определяется *Клапейрона — Клаузиуса уравнением*:

$$\frac{dp_н}{dT}=\frac{S_п-S_ж}{V_п-V_ж},$$

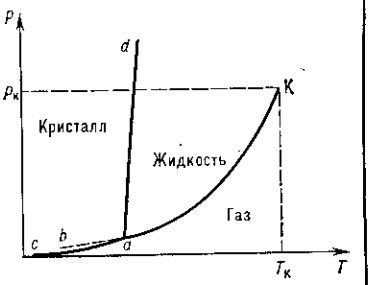
где $S_п-S_ж$ и $V_п-V_ж$ — скачки энтропии и объёма при фазовом переходе жидкость — пар. Для нахождения $p_н$ используются эмпирич. выражения, напр.

$$\lg p_н = A-\frac{B}{T}+C\lg T+DT^6,$$

где A, B, C, D — индивидуальные для данного вещества постоянные.

На фазовой диаграмме однокомпонентной системы (рис.) равновесная кривая $p_н(T)$ расположена между тройной и критич. точками. В области темп-р T ниже темп-ры T_a тройной точки эта кривая имеет метастабильное продолжение ab', где стабильным фазам соответствует равновесие кристалл — пар. Разные вещества имеют характерные фазовые диаграммы, широко разнесённые на плоскости p, T. В координатах $\lg(p_н/p_к)$, $T_к/T$ (где $p_к$, $T_к$ — критич. давление и темп-ра) кривые сближаются, но не стягиваются в одну линию. Для неассоциированных жидкостей набор таких кривых с хорошим приближением можно рассматривать как однопараметрич. семейство $p_н/p_к=f(T/T_к, A)$. Параметр термодинамич. подобия (критерий подобия) A можно использовать для описания и др. свойств веществ в области газожидкостных состояний.

Для капель жидкости радиуса r равновесное давление пара p_r при заданной темп-ре больше (а для пузырьков пара в жидкости — меньше), чем давление насыщения при плоской границе раздела (см. *Капиллярные явления*). Приближённо зависимость отношения $p_r/p_н$ от r описывает *Кельвина уравнение*: $p_r/p_н=\exp(2\sigma V_ж/rRT)$, где σ — поверхностное натяжение, $V_ж$ — объём жидкости. Т. о., И. выше для мелких капель и крупные капли могут расти за их счёт (см. *Атмосфера*).



Фазовая диаграмма однокомпонентной системы с одной нормально плавящейся кристаллич. фазой: *a* — тройная точка; к — критическая точка; *ак* — линия равновесия жидкость — пар; *ac*, *ad* — линии равновесия кристалл — пар и кристалл — жидкость соответственно.

При интенсивном испарении жидкости плотность пара вблизи поверхности ниже, чем при изотермич. равновесии фаз. Для установления стационарного потока массы испаряющегося вещества $j_м$ необходим подвод к поверхности такого стационарного потока теплоты j_q, чтобы $j_q/j_м \simeq L+\Delta\mathcal{E}_п$, где L — теплота фазового перехода, $\mathcal{E}_п$ — превышение внутр. энергии единицы массы пара над равновесной энергией. При интенсивных потоках подводимой энергии, напр. при лазерном нагреве, когда $\Delta\mathcal{E}_п \gg L$, И. мало связано с условиями фазового равновесия системы жидкость — пар и определяется газодинамич. условиями у поверхности раздела фаз. При И. сферич. частиц в поле очень мощного лазерного излучения за счёт реактивной отдачи получены давления до 10^{15} Па и сжатие мишени до плотностей, превышающих плотность исходной конденсированной фазы на два порядка.

И. играет важную роль в энергетике, холодильной технике, в процессах сушки, испарительного охлаждения и т. д. В системе из двух или более компонент равновесный состав пара отличается от состава жидкой фазы, что используется для разделения (очистки) веществ (метод перегонки).

Лит.: Радченко И. В., Молекулярная физика, М., 1965; Хирс Д., Паунд Г., Испарение и конденсация, пер. с англ., М., 1966; Кириллин В. А., Сычев В. В., Шейндлин А. Е., Техническая термодинамика, 4 изд., М., 1983; Филиппов Л. П., Подобие свойств веществ, М., 1978. *В. П. Скрипов.*

ИСПУСКА́ТЕЛЬНАЯ СПОСО́БНОСТЬ (лучеиспускательная способность, излучательная способность) — осн. характеристика *теплового излучения*, испускаемого с поверхности нагретого тела, мерой к-рой является поток энергии излучения, испускаемого за единицу времени с единицы поверхности тела. И. с. в данном направлении B (наз. также энергетич. яркостью поверхности) рассчитывается на единицу телесного угла; И. с. во всех направлениях ε (наз. также светимостью) при выполнении *Ламберта закона* равна πB. И. с. зависит от темп-ры поверхности T и характеризуется при каждой темп-ре определ. спектральным составом испускаемого излучения. Спектральную И. с. рассчитывают на единицу интервала частот ν (или длин волн λ) и соответственно обозначают $B_{\nu,T}$ и $\varepsilon_{\nu,T}$ (или $B_{\lambda,T}$

и $\varepsilon_{\lambda, T}$). Полная (интегральная) И. с. B_T и ε_T получается интегрированием спектральной И. с. по всему спектру.

Спектральная И. с. связана *Кирхгофа законом излучения* с поглощательной способностью тела, для *абсолютно чёрного тела* она определяется *Планка законом излучения* (см. также *Излучение равновесное*).

Наряду с И. с. поверхности нагретого тела в теории переноса излучения рассматривается объёмная И. с. (коэф. испускания).

М. А. Ельяшевич.

ИССЛЕ́ДОВАТЕЛЬСКИЙ РЕАКТОР — *ядерный реактор*, предназначенный для проведения фундам. и прикладных исследований. Образующиеся в нём нейтроны и γ-кванты используются как инструмент или объект исследований. При создании И. р. стремятся достичь макс. значения плотности потока нейтронов. Эта величина оптимизируется либо в полости для облучения (материаловедч. И. р.), либо на выходе (нучковые И. р.). Нек-рые И. р. работают в импульсном или пульсирующем режиме (см. *Импульсный реактор*). Наиб. интенсивные потоки нейтронов (до $5 \cdot 10^{15}$ нейтрон/см^2·с в среднем по времени и до $2 \cdot 10^{19}$ нейтрон/см^2·с в импульсе) достигнуты в И. р. СМ-2, ВВР-М, ИБР-2, ИГР ПИК (СССР), HFR в Ин-те Лауэ-Ланжевена (Гренобль), HFBR (Нью-Йорк) и др.

Лит.: Бать Г. А., Коченов А. С., Кабанов Л. П., Исследовательские ядерные реакторы, 2 изд., М., 1985.

Е. И. Шебалин.

ИСТЕЧЕ́НИЕ ЖИ́ДКОСТИ ИЗ ОТВЕ́РСТИЯ. Может происходить в газовую или жидкую среду или в вакуум. Если истечение происходит из отверстия в стенке сосуда в атмосферу, то имеет место т. н. незатопленное, или свободное, истечение (рис. 1). Струя несжимаемой жидкости, выходящая под постоянным напором H из отверстия площадью ω, сжимается, образуя сжатое сечение площадью $\omega_1 = \varepsilon\omega$ (ε — коэф. сжатия струи). Скорость истечения определяется по ф-ле $v = \varphi\sqrt{2gH}$, где φ — т. н. коэф. скорости, зависящий от гидравлич. сопротивлений, возникающих при истечении, g — ускорение свободного падения (см. также *Торричелли формула*). Расход вытекающей жидкости

$$Q = \mu\omega\sqrt{2gH}, \qquad (*)$$

где $\mu = \varphi\varepsilon$ — коэф. расхода отверстия. Коэф. φ, μ, ε зависят от вида отверстия, от *Рейнольдса числа* и *Фруда числа*, характеризующих течение. С уменьшением этих чисел коэф. φ уменьшается, а коэф. ε возрастает (рис. 2).

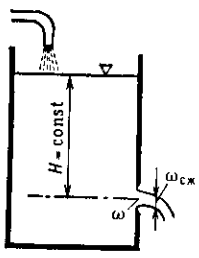


Рис. 1. Схема истечения жидкости в атмосферу.

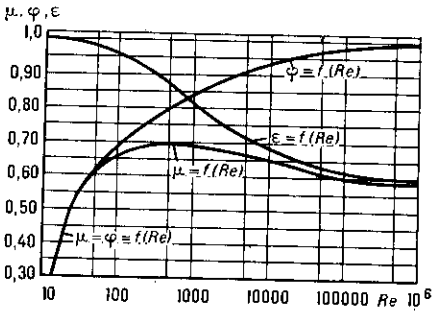


Рис. 2. Зависимость коэффициентов истечения из малого отверстия в тонкой стенке от Re.

При истечении воды из малых отверстий в тонкой стенке сосуда ($\delta < 3d$, где δ — толщина стенки, d — диаметр отверстия) обычно принимают $\varepsilon = 0{,}62$—$0{,}64$, $\varphi = 0{,}97$—$0{,}98$, $\mu = 0{,}60$—$0{,}61$.

Если струя вытекает под уровень жидкости (рис. 3), то имеет место т. н. затопленное истечение (истечение под уровень). При этом расход определяется всё ещё по ф-ле (*), но в качестве напора H для одинаковых жидкостей следует принимать разность уровней $H = H_1 - H_2$. При вытекании воды из больших прямоугольных отверстий шириной b (рис. 4) расход определяется из ф-лы:

$$Q = \frac{2}{3}\mu b\sqrt{2g}\left[H_2^{3/2} - H_1^{3/2}\right],$$

к-рая при $H_1 = 0$ переходит в ф-лу расхода при истечении через водослив.

Если напор, под к-рым происходит истечение, изменяется с течением времени (напр., при наполнении и опорожнении резервуаров), то возникает неустановившееся движение жидкости. При истечении из цилиндрич. сосуда время t, в течение к-рого уровень опускается от H_1 до H_2, определяется из зависимости:

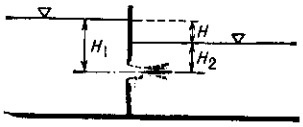


Рис. 3. Схема истечения под уровень жидкости.

$$t = 2\Omega\left(\sqrt{H_1} - \sqrt{H_2}\right)/\mu\omega\sqrt{2g},$$

где Ω — площадь сечения сосуда.

Теория истечения из отверстия находит применение при определении необходимых размеров отверстий в разл. сосудах, баках, шлюзах, в некоторых частях плотин, а также для определения расходов и скоростей истечения жидкостей разной вязкости и сроков опорожнения резервуаров различной формы.

В случае истечения капельных жидкостей в вакуум или среду, давление в к-рой ниже давления насыщенных

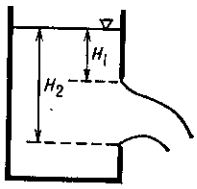


Рис. 4. Схема истечения из больших прямоугольных отверстий; b — размер отверстия по нормали к плоскости чертежа.

паров жидкости при данной темп-ре, процесс истечения сопровождается фазовыми переходами (испарение) и картина существенно усложняется. Такие явления возникают, напр., при сливе жидкостей (в частности, криогенных ракетных топлив) из космич. летат. аппаратов. Об истечении газа см. в ст. *Сопло*, *Струя*.

Лит.: Альтшуль А. Д., Гидравлические сопротивления, 2 изд., М., 1982; Альтшуль А. Д., Животовский Л. С., Иванов Л. П., Гидравлика и аэродинамика, М., 1987.

А. Д. Альтшуль.

ИСТИННО НЕЙТРА́ЛЬНЫЕ ЧАСТИ́ЦЫ — элементарные частицы (или системы из элементарных частиц), к-рые тождественны своим *античастицам* (антисистемам). У И. н. ч. значения всех квантовых чисел, меняющих знак при зарядовом сопряжении, т. е. при переходе от частицы к античастице (электрич. заряда и магн. момента, барионного и лептонного чисел, странности, очарования и др.), равны нулю. Примерами И. н. ч. могут служить след. адроны: π^0-, η-, φ-мезоны, ψ- и Υ-частицы. По совр. представлениям, все они являются системами, составленными из элементарных частиц — *кварков* и антикварков — одного типа: $u\tilde{u}$, $d\tilde{d}$, $s\tilde{s}$, $c\tilde{c}$, $b\tilde{b}$, что и объясняет их тождественность своим античастицам. Другой пример истинно нейтральной системы — *позитроний* (e^+e^-). Единственной И. н. ч., не имеющей составной природы, в настоящее время считается фотон. Все И. н. ч. имеют определ. значения *зарядовой чётности* (C). Для фотона $C = -1$, для всех составных систем $C = (-1)^{L+S}$, где L — орбитальный момент системы, S — её полный спин. В частности, для π^0- и η-мезонов $L = 0$, $S = 0$, т. е. $C = +1$; для φ-, ψ- и Υ-частиц $L = 0$, $S = 1$, т. е. $C = -1$.

А. А. Комар.

ИСТО́ЧНИКИ ОПТИ́ЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕ́НИЯ (источники света) — приборы и устройства, а также природные и космич. объекты, в к-рых разл. виды энергии преобразуются в энергию оптич. излучения в диапазоне длин волн $\lambda \approx 10$ нм $\div 1$ мм. Космич. и природные излучающие объекты — Солнце, звёзды, атм. разряды и др.— являются естественными И. о. и. Искусствен-

ные И. о. и. в зависимости от вида преобладающего элементарного процесса испускания — вынужденного или спонтанного — разделяются на когерентные (см. *Когерентность*) и некогерентные. Когерентные И. о. и. (лазеры) генерируют излучение с чрезвычайно большой спектральной интенсивностью и высокой степенью направленности и монохроматичности. Излучение большинства И. о. и. некогерентно и представляет собой суперпозицию эл.-магн. волн, спонтанно испускаемых совокупностью независимых элементарных излучателей.

Описываемые ниже искусств. некогерентные И. о. и. классифицируют по видам излучений, роду вводимой в них энергии и способам преобразования её в световую, по назначению, виду и области спектра (ИК, видимая, ближняя УФ, вакуумная УФ), конструктивным особенностям и режимам эксплуатации, обусловленным разл. требованиями, предъявляемыми к И. о. и. в их разнообразных научных и прикладных применениях.

Излучение И. о. и. характеризуется энергетич. (e) или световыми (v) фотометрич. величинами — потоком $\Phi_{e,v}$, силой света I_v, яркостью $L_{e,v}$, светимостью $M_{e,v}$, а его распределение по спектру описывается их спектральной плотностью. Многие И. о. и., преим. со сплошным спектром, удобно аттестовать по их яркостной T_B или цветовой T_C темп-ре. В ряде применений существенно знать освещённость $E_{e,v}$, создаваемую И. о. и., или для их характеристики используются нестандартные величины, напр. поток фотонов Φ_N. Импульсные И. о. и. характеризуются длительностью τ и формой импульса излучения, к-рое описывается пиковыми значениями и интегралами по времени фотометрич. величин (см. *Фотометрия импульсная*). Эффективность преобразования вводимой в И. о. и. энергии в световую определяется энергетич. (спектральным) кпд или *световой отдачей* η_v. В число техн. характеристик И. о. и. входят также вводимая мощность P или энергия W, размер светящегося тела S, пространственное распределение и стабильность излучения, срок службы и т. п. Наиб. важные для конкретных И. о. и. показатели определяются их назначением.

Самыми распространёнными являются выпускаемые промышленностью осветительные лампы и И. о. и., используемые в серийных приборах и техн. устройствах. В научных исследованиях наряду с серийными используются также спец. лаб. И. о. и., наиболее соответствующие требованиям эксперимента.

По видам излучения, определяемым термодинамич. состоянием светящегося тела, И. о. и. разделяются на т е п л о в ы е с равновесно нагретым телом в конденсированном состоянии и л ю м и н е с ц и р у ю щ и е с неравновесно возбуждаемым телом в любом агрегатном состоянии. Особый класс составляют п л а з м е н н ы е И. о. и., излучение к-рых в зависимости от параметров плазмы и спектрального интервала может быть равновесным и неравновесным, тепловым или люминесцентным.

Тепловые И. о. и. имеют сплошной спектр и энергетич. характеристики, описываемые законами теплового излучения, в к-рых осн. параметрами являются темп-ра T и коэф. излучения светящегося тела $\varepsilon(\lambda, T)$. С повышением T быстро возрастают L_e и M_e и спектральные плотности этих величин, а их максимум смещается в коротковолновую область. В пределе $\varepsilon(\lambda)=1$ достигается излучение абсолютно чёрного тела, что близко выполняется, напр., для Солнца ($T_\odot=6\cdot10^3$ К, $L_v=2\cdot10^9$ кд/м², $E_e=1{,}37$ кВт/м² — вне атмосферы), излучение к-рого используется в теплофиз. и энергетич. гелиоустановках, а также может применяться для накачки лазеров. В искусств. тепловых И. о. и. излучающее тело нагревается электрич. током или в результате выделения энергии в хим. реакциях горения.

П л а м ё н а, возникающие при горении газовых, жидких или твёрдых горючих веществ, имеют сплошной спектр излучения с T_B до 3000 К, образованный раскалёнными твёрдыми микрочастицами. В отсутствие таких частиц наблюдается полосатый и линейчатый спектр излучения, создаваемый газообразными продуктами горения или хим. элементами, специально вводимыми в пламя, напр. для спектрального анализа методом пламённой фотометрии или атомно-абсорбционным. В пиротехн. осветительных и сигнальных средствах (ракеты, фейерверки и др.), излучение к-рых имеет $I_v=10$—300 ккд и длительность $\tau=5$—200 с, используются спрессованные пламённые составы, содержащие горючее вещество (порошок Mg или Al, их смеси и сплавы или органич. вещества) и окислитель (богатые кислородом соли Na, K или Ba). Аналогичные составы для освещения при фотографировании обеспечивают большую скорость горения ($\tau\sim0{,}1$ с) и $L_v\sim10^7$ кд/м². Фотогр. лампы-вспышки одноразового действия дают импульс излучения с $\tau\sim10^{-2}$ с и L_v до 10^8 кд/м² при сгорании Mg- или Zr-фольги в наполненной O_2 колбе.

В качестве источника ИК-излучения используют керамич. и металлич. тела разных форм (плиты, трубы, сетки и др.) и размеров (от неск. см до десятков см), нагреваемые до $T=500$—1800 К пламённым или каталитическим (без пламени) сжиганием газа. К ним относятся газовые ИК-излучатели, калильные сетки.

В э л е к т р и ч. И К - и з л у ч а т е л я х накаливаемый током нагреватель (нихромовая или вольфрамовая спираль) помещается в излучающую оболочку из кварцевого стекла ($P=0{,}5$—5 кВт, T до 1400 К), керамики ($P=0{,}1$—$1{,}2$ кВт, T до 1300 К), жароупорной стали (трубчатый электронагреватель, $P=0{,}05$—25 кВт, $T=400$—1000 К) либо излучает само тело накала, изготовляемое в виде ленты, спирали, стержня, трубы и т. д. из тугоплавких металлов (W, Mo, Ta, Pt и др.) или проводящих неметаллич. материалов (графит, тугоплавкие карбиды и окислы металлов). Графит [возгоняется при $T=3640$ К, $\varepsilon(\lambda)=0{,}7$—$0{,}9$] и металлы, напр. W [плавится при $T=3650$ К, $\varepsilon(\lambda>1$ мкм$)=0{,}4$—$0{,}1$, $\varepsilon(\lambda>0{,}25$ мкм$)=0{,}5$—$0{,}4$], вследствие большой хим. активности при рабочих темп-рах $T=1800$—3200 К могут использоваться только в вакууме или инертной газовой среде (за исключением Pt). Перечисленные источники ИК-излучения применяются в теплофиз. исследованиях и для промышл. термообработки материалов.

Э т а л о н н ы е и з л у ч а т е л и для ИК-спектрофотометрии — штифт Нернста, глобар — имеют хорошо воспроизводимую зависимость $\varepsilon(\lambda, T)=0{,}8$—$0{,}95$ в ИК-области. Ш т и ф т Н е р н с т а представляет собой стержень $\varnothing$ $(0{,}1$—$0{,}3)\times(1$—$3)$ см из спец. оксидно-керамич. массы (ZrO_2, Y_2O_3, ThO_2), проводящий при $T>1000$ К. Разогреваемый током до $T=1700$ К, он излучает как серое тело при $\lambda>7$ мкм. Г л о б а р — проводящий силитовый (SiC) стержень размером $\varnothing$ $(0{,}6$—$2{,}5)\times(6$—$40)$ см при рабочей $T=1400$ К имеет $M_e\simeq80$ кВт/м² и немонотонную зависимость $\varepsilon(\lambda)$ в области $\lambda=2$—200 мкм; нанесение покрытия из ThO_2 позволяет повысить T до 2200 К.

Для метрологич. измерений используется определяемое только величиной T равновесное излучение моделей чёрного тела с $\varepsilon(\lambda)>0{,}99$. М о д е л и ч ё р н о г о т е л а представляют собой сферич., конич., клиновидные, цилиндрич. полости с малым отношением диаметра выходного отверстия ($\varnothing\leqslant3$ см) к глубине полости, изготовляемой из графита, стеклоуглерода, металлов или их карбидов, нагреваемых до $T\leqslant3000$ К ($P=0{,}1$—25 кВт).

Электрич. вольфрамовые л а м п ы н а к а л и в а н и я (ЛН) являются самыми распространёнными тепловыми И. о. и., применяемыми для общего и спец. освещения, сигнализации, в кинопроекц. аппаратуре, прожекторах, в качестве эталонов в пирометрии и фо-

тометрии (светоизмерит. лампы). Номенклатура серийных ЛН составляет ок. 600 типоразмеров — от сверхминиатюрных (P=0,01 Вт, ⌀ 0,2 см) до мощных прожекторных (P=10 кВт, ⌀30 см). Тело накала изготовляется из W в виде нити, спирали или ленты и помещается в вакуумируемую или наполняемую инертным газом стеклянную колбу, обычно каплеобразной формы. Световые характеристики и срок службы ЛН, ограничиваемый потемнением колбы из-за распыления W нити и её перегоранием, сильно зависят от T накала: при T=2400—3300 К, L_v=10^6—$3\cdot10^7$ кд/м², η_v=8—28 лм/Вт срок службы от 1000 до 5 ч соответственно.

Галогенные ЛН (ГЛН) наполняются Xe с добавками I_2 или летучих хим. соединений Br, обеспечивающими обратный перенос испарившегося W со стенки колбы на нить в замкнутом хим. цикле. Благодаря этому они служат до 2000 ч при T_c=3200 К и η_v=28 лм/Вт, P=(15—2)·10^4 Вт. Для осуществления галогенного цикла оболочка должна иметь $T\sim500$ К, поэтому колбой ГЛН служит узкая кварцевая трубка ⌀ (0,8—3,6)×(3,6—90) см, вдоль оси к-рой располагается вольфрамовая спираль или кварцевый цилиндр, близко прилегающий к компактному телу накала. ГЛН применяются в тех же областях, что и обычные ЛН, а также для накачки непрерывных лазеров, в ксерографии и термографии.

Электродосветные И. о. и., в к-рых достигаются предельные для веществ в конденсированном состоянии $T\sim4200$ К и $L_v\simeq3\cdot10^8$ кд/м², используются в прожекторах, установках радиац. нагрева, в качестве стандарта яркости в спектроскопии и точечного эталонного источника в фотометрии. Излучателем в них служит анодный кратер или ограниченная раскалённая зона катода (⌀ 0,07—1 см) дугового разряда в воздухе (угольные электроды, P до 30 кВт) или в наполненной Ar лампе (вольфрамовые электроды, $P_{мин}$ до 2 Вт). Для улучшения световых характеристик в электродах делают спец. вставки из ZrO_2, Ce_2O_3 и др. На сплошной спектр теплового излучения электрода накладываются линии и полосы спектра дуговой плазмы.

Плазменные И. о. и. имеют энергетич. характеристики и вид спектра излучения, определяемые темп-рой T и давлением p плазмы, образующейся в них при электрич. разряде или иным способом, и изменяющиеся в широких пределах в зависимости от хим. состава рабочего вещества и вводимой уд. мощности. При низких T и p спектр излучения в основном представляет собой узкие атомные резонансные линии и молекулярные полосы. С увеличением вводимой уд. мощности и повышением T в спектре излучения плазмы начинают преобладать линии возбуждённых атомов и ионов и появляется сплошной фон, обусловленный тормозным и рекомбинац. излучениями, возникающими при столкновениях электронов и ионов. При повышении давления линии уширяются, интенсивность континуума возрастает и сначала в линейчатом, а затем и в сплошном спектре, начиная с длинноволновой его части, достигается насыщение до интенсивности излучения абсолютно черного тела при T плазмы. Предельные параметры, ограничиваемые технически осуществимой скоростью ввода энергии и стойкостью материалов конструкции, в импульсных плазменных И. о. и. намного выше, чем в непрерывных.

Газоразрядные И. о. и. изготовляются в виде герметичных ламп трубчатой, шаровой и др. формы с впаянными в них электродами, наполняемых газами при давлениях от Па до МПа. В них могут вводиться металлы или их хим. соединения, испаряемые при разряде в буферном инертном газе (Ar, смесь Ne—Ar, $p\approx$ сотни — тысячи Па) до давления насыщенных паров $p_н$, определяемого темп-рой колбы. Особенно широко используется Hg, имеющая относительно высокое $p_н$ при низких T и химически не взаимодействующая со стеклом. Разрядные трубки ламп со щелочными и др. металлами изготовляются из термо- и химически стойких прозрачных материалов (спец. сорта стекла, поликор и др.) и обычно помещаются во внеш. стеклянную оболочку для поддержания необходимого теплового режима, к-рый устанавливается только через неск. минут после включения. Ртутные и ксеноновые лампы высокого (до 2 МПа) и сверхвысокого (до 20 МПа) давления имеют колбы из кварцевого стекла, сохраняющего прочность при рабочих темп-рах 700—1200 К. В лаб. источниках используются камеры спец. конструкций, напр. с продувом газа, с дифференциальной откачкой для получения вакуумного УФ-излучения и др. Спектральный диапазон излучения, выходящего из газоразрядных И. о. и., определяется областью пропускания материала колбы лампы — силикатных (0,29—4 мкм) и кварцевых (0,16—4,5 мкм) стёкол или окошек из этих и др. оптических материалов (сапфир, флюорит, MgF, LiF).

Газоразрядные И. о. и. низкого давления ($p\lesssim20$ кПа) в зависимости от плотности тока на катоде $j_к$ работают в режиме тлеющего или дугового разряда. В индикаторных лампах и панелях, обычно наполняемых смесью Ne с He и Ar, используется тлеющее свечение, локализованное вблизи катода (L_v=10^2—10^4 кд/м²). Трубчатые лампы с парами Hg ($p_н\simeq10$ Па) и Na ($p_н\simeq0,2$ Па) в положительном столбе разряда излучают в резонансных линиях Hg (λ=253,7; 184,9 нм) и Na (λ=589,0; 589,6 нм) до 80% вводимой мощности, благодаря чему достигаются большие кпд и η_v. Вследствие малых токов их мощность $P\lesssim80$ и 500 Вт соответственно, а срок службы доходит до 15 000 ч. Натриевые лампы имеют самую высокую η_v (до 170 лм/Вт), но из-за плохой цветопередачи применяются только для наружного освещения и сигнализации. Ртутные люминесцентные лампы широко используются для внутреннего и декоративного освещения. На внутр. поверхность их стеклянной трубки ⌀ (1,7—4)×(13—150) см наносится слой люминофора, преобразующий резонансное излучение Hg в видимую область со спектральным составом излучения, близким к дневному свету (T_c=2700—6000 К, L_v до 80 ккд/м², η_v до 90 лм/Вт) или определённой цветности. Эритемные (люминесцентные с λ=280—400 нм) и бактерицидные лампы, излучающие с λ=253,7 нм через стенку колбы из увиолевого стекла, используются в медицине и биологии.

Спектральные лампы, излучающие узкие, в основном резонансные линии разл. элементов или непрерывный спектр с известной спектральной плотностью Φ_e, используются в спектрофотометрии, эмиссионном, атомно-абсорбционном и атомно-флуоресцентном анализе, спектроскопии сверхвысокого разрешения, оптич. магнитометрии, рефрактометрии, в качестве эталонов длин волн и спектральной плотности при градуировке спектральных приборов и приёмников излучения. Спектральные дуговые лампы с парами металлов (Hg, Cd, Zn, Tl, Na, K, Rb, Cs) излучают линейчатые спектры с яркими (L_v=2,5—1000 ккд/м²) резонансными линиями металлов в видимой, ближних УФ- и ИК-областях; лампы с инертными газами излучают линейчатые спектры с резонансными линиями инертных газов в вакуумной УФ-области (Φ_e=10^{14}—10^{16} ф/с). Водородные и дейтериевые лампы излучают рекомбинац. и молекулярный континуум в диапазоне λ=500—165 нм и линейчатый спектр до λ=90 нм. В высокочастотных безэлектродных лампах (серийные — со сферич. стеклянной колбой ⌀ 2 см) спектры этих и нек-рых др. легколетучих элементов возбуждаются эл.-магн. полем с частотой 1—10^4 МГц, благодаря чему устраняются электродные загрязнения, уменьшаются самопоглощение и уширение резонансных линий, а их интенсивность значительно возрастает. Спектральные лампы с полым катодом излучают линейчатые

спектры элементов, в т. ч. труднолетучих, распыляемых с катода ионной бомбардировкой. Спектральные лампы всех типов позволяют получать линейчатые спектры ок. 70 хим. элементов. В спектроскопии используются также разл. лаб. модификации газоразрядных И. о. и. низкого давления: лампы с инертными газами, излучающие молекулярные континуумы в диапазоне λ=60—200 нм; метрологич. лампы с чётными изотопами, имеющими особо узкие линии без сверхтонкой структуры ($\Delta\nu$=0,01 $см^{-1}$) при охлаждении области разряда до криогенных темп-р, и др. источники.

Дуговые лаб. источники и серийные лампы высокого и сверхвысокого давлений позволяют вводить значит. уд. мощность ($j_к$>100 А/$см^2$) и дают излучение высокой яркости с широко варьируемым спектром. Свободно горящая дуга, используемая в эмиссионном спектральном анализе, имеет неустойчивый канал, в к-рый поступают испускающие линейчатый спектр пары материала электродов или спец. вставки в нём. В лаб. источниках, применяемых в спектроскопии плазмы, дуга стабилизируется устраняющей загрязнения вытяжкой газа через электроды или охлаждаемыми водой медными шайбами (при наблюдении канала длиной неск. см и ø 0,2—1 см вдоль оси). Такая стабилизированная каскадная дуга используется и как эталонный источник (в континууме Ar при p=0,1—1 МПа, T_B до $1{,}2\cdot10^4$ К; в вакуумных УФ-линиях H T_B до $2{,}2\cdot10^4$ К). Мощная дуга с вихревой стабилизацией канала ø 0,2—1 см и длиной неск. см, обычно в Ar при p до 7 МПа и P до 150 кВт, даёт сплошное излучение с T_B ~6000 К и применяется для имитации солнечного излучения, в фотохимии и установках радиац. нагрева.

В дуговых ртутных трубчатых (ДРТ) лампах высокого давления [ø(1,5—3,2)×(4,5—110) см, P=0,1—5 кВт] резонансные линии сильно самообращены и в основном излучаются уширенные линии в УФ (λ=313,365 нм) и видимой областях; в сплошном ИК-спектре при λ>100 мкм T_B=1000—4000 К. Специально стабилизированная лампа такого типа с хорошо воспроизводимым распределением спектральной плотности Φ_e в УФ-спектре служит эталонным источником. Лампы ДРТ применяются в люминесцентном анализе, фотохимии, ИК-спектроскопии, для возбуждения спектров комбинац. рассеяния, в медицине и биологии, для светокопирования и фотолитографии. Для освещения используются ртутные лампы, в к-рых разрядная трубка помещается в стеклянную оболочку, покрытую люминофором, усиливающим красную часть спектра (P=80—2000 Вт, η_v до 50 лм/Вт); для УФ-облучения разрядная трубка помещается в непрозрачную для видимого света оболочку.

В металлогалогенных лампах — дуговых ртутных с излучающими добавками (ДРИ) — спектр корректируют, вводя в разряд галогениды разл. металлов (Na, Tl, In, Sn, Sc, Dy, Ho, Tm), к-рые испаряются легче, чем сами металлы, и не разрушают кварцевую колбу. Замкнутый галогенный цикл переноса металла со стенки в область разряда протекает при высокой и равномерной темп-ре колбы, поэтому разрядную трубку помещают в стеклянную оболочку или делают лампы с короткой дугой в шаровой колбе. Лампы ДРИ (P=0,4—4 кВт, η_v=60—100 лм/Вт), имеющие спектр, близкий к солнечному (T_B=4200—6000 К), используют для имитации его излучения, цветных фото-, кино- и телевизионных съёмок, в полиграфии, проекц. аппаратуре и прожекторах.

В шаровых лампах сверхвысокого давления — дуговых ртутных (ДРШ) и ксеноновых (ДКсШ) — для уменьшения тепловой нагрузки стенка удалена от канала разряда, и он сохраняет устойчивость только при малом межэлектродном промежутке (0,03—1 см). Лампы ДРШ (P=0,1—10 кВт, L_v=10^8—$2{,}5\cdot10^9$ кд/$м^2$), имеющие спектр, обрезанный при λ<280 нм за счёт самопоглощения, с сильно уширенными линиями и интенсивным фоном, находят применение в люминесцентном анализе и микроскопии, проекц. системах и в фотолитографии.

Лампы ДКсШ (P=0,2—3 кВт; разборные, с принудительным охлаждением до 55 кВт, η_v=35—58 лм/Вт, L_v=10^8—$6\cdot10^9$ кд/$м^2$), используемые в кинопроекц. аппаратуре, в установках радиац. нагрева и сварки светом, для имитации излучения Солнца, имеют в видимой области непрерывный спектр, близкий к солнечному, с группой сильных линий в диапазоне λ=0,8—1 мкм. Их излучение можно модулировать с частотой до неск. десятков кГц.

Ксеноновые трубчатые лампы высокого давления ø(0,4—3,8)×(5—210) см, P=2—50 кВт, η_v=20—45 лм/Вт, L_v=$3\cdot10^7$ кд/$м^2$), имеющие аналогичный спектр, но с большим числом линий, применяются для наружного освещения и для накачки лазеров непрерывного действия. Для накачки Nd лазеров небольшой мощности более эффективны криптоновые лампы с менее насыщенным спектром, в к-ром фон слабее и доминируют уширенные линии, а также лампы с парами щелочных металлов (особенно K—Rb), т. к. их спектры лучше согласуются с полосами накачки.

Лампы с парами щелочных металлов при давлении ~1 атм в трубках ø(0,5—1,2)×(3,5—12) см из сапфира или поликора селективно излучают в видимой и ближней ИК-областях (P=0,25—1 кВт, T_B до 4500 К). Натриевые лампы высокого давления с разрядной трубкой, содержащей также Xe и Hg во внеш. колбе, применяются для освещения (T_c=2100 К).

Импульсные плазменные И. о. и. имеют высокую яркость, достигаемую за счёт кратковрем. ввода очень большой уд. мощности при электрич. разряде, обычно питаемом от батареи конденсаторов, а также при лазерном нагреве или ударном сжатии газа. Импульсные трубчатые или шаровые лампы, как правило, наполняемые Xe при давлении 10—100 кПа, рассчитаны на определ. энергию разряда W или ср. мощность $P_{ср}$ в частотном режиме, в пределах к-рых могут варьироваться длительность и яркость одиночной вспышки. В спектре их излучения наблюдаются уширенные атомные и ионные линии, особенно яркие в диапазоне λ=0,8—1 мкм, и сплошной фон, насыщаемый в зависимости от режима разряда до уровня, близкого к излучению абсолютно черного тела. Трубчатые лампы делятся на три осн. типа: для накачки лазеров — ø(0,5—1,6)×(3,6—100) см, W=50—$4\cdot10^4$ Дж, $P_{ср}$=0,01—10 кВт, τ=0,1—1,5 мс; светосигнальные и фотоосветительные с прямой, спиральной и др. трубками — W=15—$2\cdot10^4$ Дж, $P_{ср}$=2—5500 Вт, τ=0,06—40 мс, L_v до $8\cdot10^9$ кд/$м^2$; стробоскопические (капиллярные) — ø(0,05—0,5)×(1—7) см, W=0,05—25 Дж, $P_{ср}$=4—1600 Вт, τ=2—300 мкс, L_v до $1{,}2\cdot10^{10}$ кд/$м^2$ с частотой импульсов до 5 кГц. В шаровых лампах (W=0,002—160 Дж, $P_{ср}$=2—500 Вт, τ=0,35—50 мкс), используемых в стробоскопах, фотолитографии, для сверхскоростной фотосъёмки, достигаются L_v до 10^{11} кд/$м^2$ (T_B≥$3\cdot10^4$ К). Искровой разряд с наименьшими длительностями τ≥нс реализуется при мин. индуктивности разрядного контура в лаб. источниках для импульсного фотолиза или для сверхскоростной фотосъёмки. Разновидностями искрового разряда, применяемыми в эмиссионной спектроскопии, является вакуумная искра, в к-рой возбуждаются спектры многозарядных ионов, и скользящий разряд, развивающийся по поверхности подложки из термостойкого диэлектрика различной формы, размерами несколько см.

Лазерная плазма, образующаяся при фокусировке мощного импульса лазерного излучения в плотном газе (лазерная искра, T_B=(2—4,5)·10^4 К) или на твёрдой мишени (T_B=$3\cdot10^4$—$1{,}8\cdot10^5$ К, S=10^{-3}—10^{-1} $см^2$), позволяет получить яркую вспышку (τ=

$=10^{-8}$—10^{-7} с) и используется в абсорбционной и эмиссионной спектроскопии.

В электроразрядных эрозионных И. о. и. при большой уд. мощности, вводимой в ограниченный стенкой или магн. полем канал разряда, плазма образуется из материала прилегающей к нему интенсивно испаряющейся непроводящей стенки и канал продувается разогреваемыми в нём продуктами эрозии. При истечении плазмы в окружающее пространство устанавливаются квазистационарные условия, а продув канала обеспечивает его устойчивость при воздействии магн. поля. На основе капиллярного разряда с испаряемой стенкой (КРИС) создана серия импульсных стандартов яркости, излучающих как абсолютно черное тело при $T=(3{,}3$—$4{,}0)\cdot10^4$ К в области $\lambda=4{,}5$ мкм—75 нм через открытый торец пластмассовых капилляров $\varnothing$ 0,45—0,2 см ($\tau=3\cdot10^{-6}$—$4\cdot10^{-4}$ с), а принцип его действия использован в мощной лампе для УФ-области с газовой защитой кварцевой трубки $\varnothing$ 3×20 см продуктами испарения спец. пластмассовой вставки внутри неё ($W=200$ кДж, $T_B=2{,}2\cdot10^4$ К, $\tau=2\cdot10^{-4}$ с). В магнитоприжатых разрядах (МПР) плазма прижимается внеш. магн. полем к плоской $4\div240$ см^2 или цилиндрич. $\varnothing$ 14×75 см^2 поверхности разл. диэлектриков ($T_B=(1$—$2{,}5)\cdot10^4$ К, $\tau=10^{-4}$—$2{,}5\cdot10^{-2}$ с). Плазменный фокус $\varnothing$ $0{,}6\times(5$—$15)$ см^2 магнитоплазменного компрессора излучает сильный континуум, создаваемый рекомбинирующими ионами, в вакуумной УФ-области до $\lambda\simeq4$ нм ($W=9{,}4$ кДж, $T_B=(2{,}5$—$6)\cdot10^4$ К, $\tau=20$ мкс). Мощные стендовые И. о. и. такого типа используются для накачки лазеров, имитации высокотемпературных радиационно-газодинамич. явлений; лаб. источники КРИС и МПР — в спектроскопии плазмы.

Металлич. плазма, образующаяся при электрич. взрыве тонких проволочек в газе или вакууме (W до 70 кДж, $\tau=1$—100 мкс), даёт яркую вспышку излучения со сплошным спектром, близким к абсолютно черному телу при $T_B=(1{,}5$—$5)\cdot10^4$ К. Литиевая плазма оптически прозрачна при $\lambda<465$ нм. При взрыве фольги или одновременно неск. проволочек образуется плазма с развитой плоской или цилиндрич. излучающей поверхностью размером до $\varnothing(20\times40)$ см^2 с $T_B=(1{,}5$—$3)\cdot10^4$ К при W до 250 кДж (т. н. слойный импульсный разряд). Взрывом проволочки инициируются протяжённые (до 1 м) сильноточные (до 500 кА) самосжатые разряды в газах ($Z=$пинч, $T=(2$—$4)\cdot10^4$ К). Такого типа И. о. и. применяются для накачки лазеров и импульсного фотолиза (стендовые установки), а также для освещения в фотографии и сверхскоростной съёмке (лаб. источники). Импульсная сильноточная дуга в Ar излучает в вакуумной УФ-области до $\lambda=110$ нм ($W=1$—10 кДж, T_B до $3\cdot10^4$ К) и используется для импульсного фотолиза и фотоионизации газа в фотоионизац. лазерах. В таких разрядах расширяющийся канал диаметром неск. см сжимается под действием магн. поля тока (*пинч-эффект*); длительность эффективного излучения не превышает ~100 мкс вследствие развития МГД-неустойчивостей.

Импульсный нагрев газа при его быстром сжатии до состояния излучающей плазмы осуществляется в движущихся со сверхзвуковой скоростью ударных волнах, создаваемых в т. н. ударных трубах, к-рые применяются для определения атомных и молекулярных констант и сечений элементарных фотопроцессов. Интенсивное излучение со сплошным спектром, близким к излучению абсолютно черного тела при T до 10^5 К, наблюдается в сильных ударных волнах, образующихся при выходе детонационной волны из кумулятивного канала заряда взрывчатого вещества в газ (воздух, инертный газ) при давлении ~1 атм. Эти т. н. взрывные И. о. и. с $T_B=(2{,}4$—$6)\cdot10^4$ К, $\varnothing$ 3—8 см и $\tau=5$—30 мкс используются для высокоскоростной фотографии, световых испытаний материалов и в качестве стандартов яркости.

Люминесцирующие И. о. и. В источниках света этого типа излучают холодные твёрдые и жидкие люминофоры и газы, возбуждаемые потоком фотонов, электронов и др. частиц или электрич. полем. Их световые характеристики и спектр излучения определяются свойствами люминофоров, а также плотностью потока и энергией возбуждающих частиц или напряжённостью электрич. поля.

Фотолюминесценция используется для преобразования спектра излучения первичного источника. В люминесцентных лампах слой люминофора (обычно галофосфат Ca, активированный Sb и Mn, фосфат-ванадат Y, активированный Eu) излучает в видимой или ближней УФ-области под действием УФ-излучения разряда. Флуоресцентные резонансные лампы излучают очень узкие резонансные линии при фотовозбуждении паров металлов или газов внешним источником.

Катодолюминесценция, возникающая в газах под действием мощного пучка электронов с энергией $\mathcal{E}\sim10^5$—10^6 эВ, используется для получения коротких вспышек излучения с $\tau\simeq10^{-9}$—10^{-6} с; при этом в инертных газах излучаются молекулярные континуумы с M_e до 10^4 МВт/м^2. В газоструйном источнике непрерывного действия струя Ar при криогенных темп-рах возбуждается электронным пучком ($\mathcal{E}\sim2$ кэВ) и излучает молекулярный континуум в области $\lambda=50$—150 нм со спектральным распределением, близким к солнечному. Такие же континуумы излучения при энергии электронов в пучке $\mathcal{E}\sim500$ эВ наблюдаются в криокристаллах инертных газов ($\Phi_N\geqslant10^{16}$ ф/с). Источники с атомным пучком, возбуждаемым потоком электронов, используются для получения очень узких спектральных линий с $\Delta\nu$ до 0,002 см$^{-1}$. В источнике «пучок—фольга» при прохождении пучка ионов из ускорителя через тонкую фольгу возбуждаются спектры атомов и многозарядных ионов. Такой источник используется для определения вероятности энергетич. переходов. Катодолюминесцентными И. о. и. являются покрытые люминофорами экраны электронно-лучевых трубок и электронно-оптич. преобразователей (L_v до $3\cdot10^4$ кд/м^2), возбуждаемые пучком электронов с $\mathcal{E}\simeq10^7$ эВ, а также низковольтные катодолюминесцентные индикаторы ($\mathcal{E}\simeq10$—30 эВ, L_v до 1500 кд/м^2).

Электролюминесценция газов возникает в сильном электрич. поле при существенно неравновесных условиях их возбуждения, напр. в источнике с самостоятельным поперечным разрядом наносекундной длительности, излучающем в молекулярных полосах N_2 при атм. давлении поток фотонов Φ_N до 10^{24} фотон/с. На основе инжекционной *электролюминесценции* в полупроводниковых кристаллах работают светоизлучающие диоды (L_v до 1000 кд/м^2), изготовляемые в виде дискретных ($S\simeq10^{-6}$ см^2) и интегральных устройств, служащих осн. элементом оптоэлектроники, применяемых также для индикации и сигнализации и в качестве калибровочных источников. В электролюминесцентных индикаторных панелях (L_v до 300 кд/м^2) используется предпробойное свечение порошкообразных активированных кристаллофосфоров, помещаемых между обкладками конденсатора, на к-рый подаётся перем. напряжение.

Радиолюминесценция, возбуждаемая продуктами радиоактивного распада разл. изотопов, позволяет получать, напр., резонансное излучение инертных газов в радиоизотопных спектральных лампах (M_N до 10^{12} ф/с·см^2) или видимое излучение в светосоставах постоянного действия ($L_v\simeq0{,}2$ кд/м^2). Световые вспышки, возникающие в сцинтилляторах под действием ионизирующих частиц, а также излучение Черенкова — Вавилова и переходное излучение используются для регистрации релятивистских заряж. частиц.

Синхротронное излучение, испускаемое электронами в синхротронах, имеет интенсивный

сплошной спектр, перекрывающий весь оптич. диапазон. Оно может быть точно рассчитано, его спектральный состав и яркость (Φ_N при $\lambda=10$ нм до $7\cdot10^{15}$ фотон/с·см, Φ_N при $\lambda=100$ нм до $3\cdot10^{14}$ фотон/с·см) регулируются изменением энергии электронов; оно очень стабильно, благодаря чему используется как эталонное в вакуумной УФ-области, однако оно узко направлено по касательной к орбите электронов и частично поляризовано. Синхротрон вместе с рабочим оборудованием представляет собой сложную стендовую установку.

Лит.: Импульсные источники света, под ред. И. С. Маршака, 2 изд., М., 1978; Рохлин Г. Н., Газоразрядные источники света, М.—Л., 1966; Литвинов В. С., Рохлин Г. Н., Тепловые источники оптического излучения, М., 1975; Зайдель А. Н., Шрейдер Е. Я., Вакуумная спектроскопия и её применение, М., 1976; Александров А. Ф., Рухадзе А. А., Физика сильноточных электроразрядных источников света, М., 1976; Цикулин М. А., Попов Е. Г., Излучательные свойства ударных волн в газах, М., 1977; Лебедева В. В., Техника оптической спектроскопии, 2 изд., М., 1986; Криксунов Л. З., Справочник по основам инфракрасной техники, М., 1978; Либерман И., Источники некогерентного оптического излучения, в кн.: Справочник по лазерам, пер. с англ., т. 2, М., 1978, с. 58; Подмошенский И. В., Физика и техника плазменных источников света, «Тр. ГОИ им. С. И. Вавилова», 1983, т. 52, в. 186, с. 19; Справочная книга по светотехнике, под ред. Ю. Б. Айзенберга, М., 1983; Басов Ю. Г., Спектры коротковолнового излучения импульсных ламп (обзор), «Ж. прикл. спектроскопии», 1984, т. 40, в. 6, с. 885; Шишацкая Л. П., Источники вакуумного ультрафиолетового излучения непрерывного действия (обзор), «Оптико-мех. пром-сть», 1984, № 9, с. 54.

С. Н. Белов.

ИТЕРАЦИЙ МЕТОД (последовательных приближений метод) — способ решения матем. задач, заключающийся в построении последовательности, члены к-рой получаются с помощью повторного применения к.-л. операции. Нач. член последовательности выбирают в достаточной степени произвольно. И. м. применяют для решения операторных ур-ний вида

$$Au=f, \qquad (1)$$

определения минимума нек-рого функционала, поиска собств. значений и ф-ций ур-ния $Au=\lambda u$, доказательства существования решений этих задач, а также для исследования поведения сложных систем.

Наиб. простой алгоритм, реализующий И. м.,— одношаговая итерация

$$u^{(k+1)}=A_k u^{(k)}, \quad k=0,\ 1,\ 2,\ \ldots, \qquad (2)$$

где $u^{(0)}$ — нач. член последовательности. Сходимость последовательности (2) определяется принципом сжимающих отображений — теоремой о существовании и единственности неподвижной точки у отображения A полного метрич. пространства X с метрикой ρ в себя, если для любых $x,\ y\in X$ выполняется неравенство $\rho(Ax,\ Ay)\leqslant\alpha\rho(x,\ y)$, где $0<\alpha<1$. Неподвижная точка u^* — решение ур-ния $\bar{A}u=u$; ур-ние (1) приводится к этому виду заменой $\bar{A}u=u-(Au-f)$.

Если для нач. члена выполняется неравенство $\rho(Au^{(0)},\ u^{(0)})\leqslant m$, где m — нек-рое число, то для n-й итерации верна след. оценка:

$$\rho(u^{(n)},\ u^*)\leqslant m\alpha^n(1-\alpha)^{-1}.$$

Операторы A_k для ур-ния (1), заданного в линейном метрич. пространстве, обычно строят по ф-лам $u^{(k+1)}=A_k u^{(k)}=u^{(k)}-H_k(Au^{(k)}-f)$, где H_k — нек-рая последовательность операторов, определяющая тип итерационного алгоритма. Для ускорения сходимости при выборе H_k используют вариац. методы. Напр., при решении ур-ния (1) с самосопряжённым положительно определённым ограниченным оператором A, действующим в *гильбертовом пространстве* $\mathcal{H}$ со скалярным произведением $(f,\ g)$, и элементом $f\in\mathcal{H}$ полагают $u^{(k+1)}=u^{(k)}-\alpha_k(Au^{(k)}-f)$, $(k=0,\ 1,\ 2,\ \ldots)$, где параметр $\alpha_k=(A\xi^{(k)},\ \xi^{(k)})/A\xi^{(k)},\ A\xi^{(k)})$ выбирают на каждом шаге из условия минимизации нормы величины $\xi^{(k+1)}=Au^{(k+1)}-f$.

Простой вид приобретает И. м. при решении системы линейных алгебраич. ур-ний $Ax=b$, к-рую преобразуют к виду $x=Bx+c$. Решение находят как предел последовательности $x^{(k+1)}=Bx^{(k)}+c$, $k=0,\ 1,\ 2,\ \ldots$ Для сходимости метода при любом нач. приближении $x^{(0)}$ необходимо и достаточно, чтобы все собств. значения матрицы B были по модулю меньше 1. Если $||B||\leqslant\varphi<1$, то для погрешности k-го члена верна оценка $||x^{(k)}-x^*||\leqslant\rho^{(k)}||x^{(0)}-x^*||$. Скорость сходимости можно увеличить, если на k-м шаге при вычислении i-й компоненты вектора x учитывать уже вычисленные k-е приближения первых $(i-1)$ компонент.

При решении практич. задач не всегда можно проверить условия сходимости итераций. В конкретных расчётах обычно на каждом шаге требуют уменьшения расстояния между последоват. итерациями. Счёт прерывается при увеличении расстояния. Однако в нелинейных задачах возможно сложное поведение членов итерационной последовательности, при изменении параметров системы могут возникать новые неподвижные точки, области притяжения (окрестности неподвижных точек, в к-рых концентрируются значения членов итерационной последовательности) могут перекрываться. В этих условиях необходим постоянный контроль за поведением итерационной последовательности, но гарантировать сходимость последоват. приближений уже невозможно. И. м. используют для исследования сложного поведения динамич. систем, напр. для моделирования перехода от ламинарного течения жидкости к турбулентному. Примером сложного поведения простых систем является итерационная процедура $x^{(n+1)}=f(x^{(n)})$, $f(x)=4\mu x(1-x)$, $0\leqslant\mu\leqslant1$. В зависимости от значений параметра μ система может иметь $1, 2, 4, \ldots$ неподвижных точек; при большом кол-ве неподвижных точек поведение системы не отличается от хаотического (см. *Фейгенбаума универсальность*).

Лит.: Колмогоров А. Н., Фомин С. В., Элементы теории функций и функционального анализа, 5 изд., М., 1981.

В. Е. Рокотян.

ИТТЕ́РБИЙ (Ytterbium), Yb,— хим. элемент III группы периодич. системы элементов, ат. номер 70, ат. масса 173,04, относится к лантаноидам. Природный И. состоит из смеси 7 стабильных изотопов с массовыми числами 168, 170—174 и 176, среди к-рых наиболее распространённый ^{174}Yb (31,84%), наименее распространённый ^{168}Yb (0,135%). Электронная конфигурация внеш. оболочек $4s^2p^6d^{10}f^{14}5s^2p^66s^2$. Энергии последоват. ионизации равны 6,254, 12,17, 25,5 эВ. Кристаллохимический радиус атома Yb 0,193 нм, иона Yb^{3+} 0,081 нм. Значение электроотрицательности 1,2.

В свободном виде — мягкий серебристо-белый металл; кристаллич. решётка α-Yb кубич. гранецентрированная с параметром $a=0{,}5483$ нм; при 796° переходит в β-Yb с кубической объёмноцентрированной решёткой. Плотн. α-Yb 6,96 кг/дм^3, $t_{пл}$=816—824 °С (по разным данным), $t_{кип}$=1193—1211 °С, теплота плавления 7,66 кДж/моль, теплота возгонки 144,1 кДж/моль·К. Уд. сопротивление 0,27 мк Ом·м (при 25°С). Парамагнитен, магнитная восприимчивость $+0{,}41\times10^{-9}$. Твёрдость по Бринеллю 196 МПа, модуль упругости 17,85 ГПа, модуль сдвига 6,97 ГПа. В хим. соединениях проявляет степени окисления +3, реже +2.

Металлический И. используют в качестве газопоглотителей в электровакуумных приборах. Добавки Yb^{3+} служат активаторами в кристаллофосфорах. Из искусственных радионуклидов И. наибольшее значение имеют ^{169}Yb (электронный захват, $T_{1/2}$=32, сут) и ^{175}Yb (β^--радиоактивен, $T_{1/2}$=4,19 сут).

С. С. Бердоносов.

ИТТРИЙ (Yttrium), Y,— редкоземельный хим. элемент III группы периодич. системы элементов, ат. но-

мер 39, ат. масса 88,9059. В природе представлен стабильным ^{89}Y. Электронная конфигурация двух внеш. оболочек $4s^2p^6d^15s^2$. Энергии последоват. ионизаций соответственно равны 6,217, 12,24 и 20,52 эВ. Кристаллохим. радиус атома Y 0,181 нм, иона Y^{3+} 0,097 нм. Значение электроотрицательности 1,21.

В свободном виде — серебристо-белый металл. Кристаллич. решётка α-Y гексагональная плотноупакованная с параметрами решётки a=0,36474 нм и c=0,57306 нм; при 1480 °С переходит в β-Y с кубич. объёмноцентрированной решёткой (a=0,408 нм). Плотн. α-Y 4,469 кг/дм^3, $t_{пл}$=1528 °С, $t_{кип}$=3322 °С. Теплота плавления 11,39 кДж/моль, теплота возгонки 404,5 кДж/моль, теплота кипения 362,4 кДж/моль. Уд. сопротивление $6{,}9\cdot10^{-5}$ Ом·см; ср. коэф. линейного теплового расширения $9{,}3\cdot10^{-6}$ К$^{-1}$, уд. теплоёмкость 0,31 кДж/кг·К (50 °С). Твёрдость по Бринеллю 350—400 МПа, модуль упругости 63,3 ГПа (27 °С).

В хим. соединениях проявляет степень окисления +3, по свойствам близок к лантаноидам (особенно к Eu—Lu, вместе с к-рыми образует иттриевую подгруппу).

Малое сечение захвата тепловых нейтронов ($1{,}38\times\times10^{-28}$ м^2) позволяет использовать И. как конструкционный материал в атомной промышленности. Из сплавов Y с Be изготовляют отражатели и замедлители нейтронов, работающие при темп-рах св. 1000 °С. Добавление И. к алюминиевым сплавам повышает их прочность. Примесь 1% И. в стали существенно повышает её устойчивость к окислению, добавка И. к ванадию улучшает его пластичность. И. входит в состав разл. люминофоров, в т. ч. кооперативных *люминофоров* и «красных» люминофоров для цветного телевидения. Иттриевые ферриты используют в радиоэлектронике. Мн. соединения И. являются лазерными материалами. Из искусств. радионуклидов И. наиб. значение имеют β^--радиоактивные ^{90}Y ($T_{1/2}$=64,4 ч) и ^{91}Y ($T_{1/2}$=58,51 сут), содержащиеся в продуктах деления, а также получаемый на циклотроне ^{88}Y (электронный захват и β^+-распад, $T_{1/2}$=106,6 сут).

С. С. Бердоносов.

К

КАБИББО УГОЛ — параметр теории *слабого взаимодействия*, характеризующий отношение вероятностей процессов без изменения и с изменением *странности*, напр.: $K^+\to\mu^++\nu_\mu$ и $\pi^+\to\mu^++\nu_\mu$; $\Lambda\to p+e^-+\bar\nu_e$ и $n\to p+e^-+\bar\nu_e$. К. у. ϑ_C входит в адронный *заряженный ток* (т. н. ток Кабиббо):

$$j^C_\mu(x)=\bar u(x)\,\gamma_\mu(1+\gamma_5)\,d(x)\cos\vartheta_C+$$
$$+\bar u(x)\,\gamma_\mu(1+\gamma_5)\,s(x)\sin\vartheta_C. \qquad (1)$$

Здесь $u(x)$, $d(x)$ и $s(x)$ — *Дирака поля* u-, d- и s-кварков (чертой обозначено дираковское сопряжение; x — точка пространства-времени), γ_μ и γ_5 — *Дирака матрицы* (μ=0, 1, 2, 3). При этом первый член тока (1) даёт вклад в матричные элементы процессов, в к-рых не меняется странность адронов, а второй — процессов, в к-рых странность адронов меняется на единицу и удовлетворяет правилу $\Delta Q=\Delta S$ (ΔQ и ΔS — изменение странности и электрич. заряда адронов). Из выражения (1) (при использовании $SU(3)$-симметрии) можно получить соотношения между амплитудами соответствующих процессов с изменением и без изменения странности, к-рые согласуются с опытными данными. Это было впервые показано в 1963 Н. Кабиббо (N. Cabibbo). Из эксперим. данных следует, что

$$\sin\vartheta_C=0{,}226\ (9). \qquad (2)$$

При учёте c-кварка к заряж. току (1) необходимо добавить ток Глэшоу — Илиопулоса — Майани

$$j^{GIM}_\mu(x)=\bar c(x)\,\gamma_\mu(1+\gamma_5)\,s(x)\cos\vartheta_C-$$
$$-\bar c(x)\,\gamma_\mu(1+\gamma_5)\,d(x)\sin\vartheta_C. \qquad (3)$$

Малая величина параметра $\sin\vartheta_C$ объясняет тот факт, что распады *очарованных частиц* в основном сопровождаются образованием *странных частиц*.

Лит.: Бернстейн Дж., Элементарные частицы и их токи, пер. с англ., М., 1970; Окунь Л. Б., Лептоны и кварки, М., 1981.

С. М. Биленький.

КАВИТАЦИЯ (от лат. cavitas — пустота) — образование в капельной жидкости разрывов сплошности с появлением полостей (т. н. кавитац. пузырьков), заполненных газом, паром или их смесью, в результате местного понижения давления. Если понижение давления происходит вследствие возникновения больших

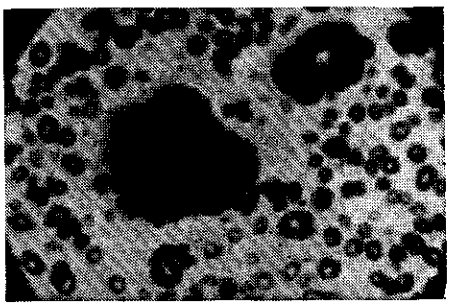


Рис. 1. Кавитационный пузырь на торцовой поверхности вибрирующего стержня (десятикратное увеличение).

местных скоростей в потоке движущейся жидкости, то К. наз. гидродинамической, а если вследствие прохождения акустич. волн, то акустической (см. *Кавитация акустическая*).

Гидродинамич. К. возникает в тех участках потока, где давление понижается до нек-рого критич. давления $p_{кр}$. Минимумы давления возникают на криволинейных твёрдых телах, а при наличии сильной завихрённости — и во внутр. областях жидкости. При этом присутствующие в жидкости пузырьки газа или пара (рис. 1), двигаясь с потоком жидкости и попадая в области давления $p<p_{кр}$, приобретают способность к неогранич. росту. После перехода в область, где $p>p_{кр}$, рост пузырька прекращается и он начинает сокращаться. Если пузырёк содержит достаточно много газа, то по достижении им мин. радиуса он восстанавливается и совершает неск. циклов затухающих колебаний, а если мало, то пузырёк замыкается полностью в 1-м периоде жизни. Т. о., вблизи обте-

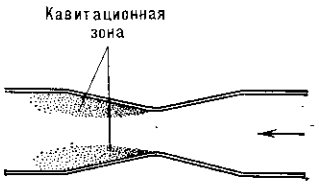


Рис. 2. Кавитационная зона в трубке с местным сужением.

каемого тела создаётся довольно чётко ограниченная зона, заполненная движущимися пузырьками (рис. 2).

Сокращение кавитац. пузырька происходит с большой скоростью и сопровождается звуковым импульсом тем более сильным, чем меньше газа содержит пузы-

рёк. Если степень развития К. такова, что возникает и схлопывается множество пузырьков, то явление сопровождается сильным шумом со сплошным спектром от неск. сотен Гц до сотен кГц. Спектр расширяется в область низких частот по мере увеличения макс. радиуса пузырьков.

Если бы жидкость была идеально однородной, а поверхность тела, с к-рым она граничит, идеально симметричной, то разрыв происходил бы при давлении значительно более низком, чем давление насыщенного пара жидкости, при к-ром жидкость становится метастабильной. Прочность воды на разрыв, вычисленная при учёте тепловых флуктуаций, равна 1500 кг/см². Реальные жидкости менее прочны. Макс. растяжение тщательно очищенной воды, достигнутое при темп-ре воды 10 °С, составляет 280 кг/см². Обычно же разрыв возникает при давлениях лишь немного меньших давлений насыщ. пара. Низкая прочность реальных жидкостей связана с наличием в них т. н. кавитац. зародышей: плохо смачиваемых участков поверхности обтекаемого тела, твёрдых частиц, частиц с трещинами, заполненными газом, микроскопич. газовых пузырьков, предохраняемых от растворения мономолекулярными органич. плёнками, ионных образований.

Если кавитац. зародыш имеет форму газового пузырька радиуса R_0, содержащего водяной пар при давлении насыщения $p_н$, то статич. давление, при к-ром он теряет устойчивость и начинает неограниченно расширяться, выражается ф-лой

$$p_{кр} = p_н - \frac{2}{3\sqrt{3}}\left(\frac{2\sigma}{R_0}\right)\left[1+(p_0-p_н)\frac{R_0}{R}\right]^{-1/2}, \quad (1)$$

где p_0 — равновесное внеш. давление, R — радиус расширяющегося пузырька, σ — поверхностное натяжение жидкости. Движение границы зародыша в предположении, что жидкость идеальна и несжимаема, а течение около пузырька сферически симметрично и изменение объёма газа происходит адиабатически, описывается ур-нием

$$R\frac{d^2R}{dt^2}+\frac{3}{2}\left(\frac{dR}{dt}\right)^2+\frac{1}{\rho}\frac{2\sigma}{R}-\frac{1}{\rho}\left(p_0-p_н+\frac{2\sigma}{R_0}\right)\left(\frac{R_0}{R}\right)^{3\gamma}=$$
$$=\frac{1}{\rho}[p_н-p(t)], \quad (2)$$

где γ — показатель адиабаты, ρ — массовая плотность жидкости. Решение ур-ния (2) имеет важные приложения в вопросах кипения перегретых жидкостей, акустич. кавитации, кавитац. эрозии и т. д.

Гидродинамич. К. характеризуется т. н. числом кавитации $\varkappa=2(p_\infty-p_н)/\rho v_\infty^2$ (где p_∞ и v_∞ — давление и скорость набегающего потока), к-рое служит одним из критериев подобия, моделирующих гидродинамич. течения. При моделировании наступления К. по числу $\varkappa$ наблюдается масштабный эффект, заключающийся в более раннем возникновении К. при испытаниях с большей скоростью или на телах больших размеров.

Увеличение скорости потока после начала К. влечёт за собой более быстрое возрастание числа развивающихся пузырьков, вслед за чем происходит их объединение в общую каверну и течение переходит в струйное. Для плохообтекаемых тел, обладающих острыми кромками, струйный вид К. формируется очень быстро. Макс. площадь поперечного сечения и длина пространств. каверны при $\varkappa \ll 1$ приближённо обратно пропорциональна $\varkappa$, тогда как сопротивление тела, образующего каверну, слабо зависит от $\varkappa$.

Если внутрь каверны через тело, около к-рого возникает К., подвести атм. воздух или иной газ, то размеры каверны увеличиваются. При этом установится течение, к-рое будет соответствовать числу К., определяемому уже не давлением насыщ. водяного пара $p_н$, а давлением газа внутри каверны $p_к$: $\varkappa=2(p_\infty-p_к)/\rho v_\infty^2$.

Всплывание и деформация такой кавитационной каверны будут определяться *Фруда числом* $Fr=v_\infty^2/gd$, где g — ускорение силы тяжести, а d — нек-рый характерный линейный размер. Т. к. $p_к$ может быть много больше $p_н$, то в таких условиях возможно при малых скоростях набегающего потока получать течения, соответствующие очень низким значениям $\varkappa$, т. е. глубоким степеням развития К. Так, при движении тела в воде со скоростью 6—10 м/с можно получить его обтекание, соответствующее скоростям до 100 м/с. Кавитац. течения, получающиеся в результате подвода газа внутрь каверны, наз. искусств. К. Однако полное моделирование методом искусств. К. получить не удаётся, т. к. практически невозможно одновременно получить малые значения $\varkappa$ и большие Fr, а также смоделировать процесс уноса газа из каверны.

Гидродинамич. К. может сопровождаться рядом физ.-хим. эффектов, напр. искрообразованием и люминесценцией. Обнаружено влияние электрич. тока и магн. поля на К., возникающую при обтекании цилиндра в гидродинамич. трубе. Большое практич. значение в технике имеет изучение К. в криогенных и кипящих жидкостях.

Наличие К. неблагоприятно сказывается на работе гидравлич. машин, турбин, насосов, судовых гребных винтов, что заставляет принимать меры к избеганию К. Если это оказывается невозможным, то в нек-рых случаях полезно усилить развитие К., создать т. н. режим суперкавитации, отличающийся струйным характером обтекания, и, применив спец. профилирование лопастей, обеспечить благоприятные условия работы механизмов. Развитие К. в гидросистемах ракет может приводить к автоколебаниям и оказывать воздействие, напр., на продольную устойчивость корпуса ракеты.

Замыкание кавитац. пузырьков вблизи поверхности обтекаемого тела часто приводит к разрушению по-

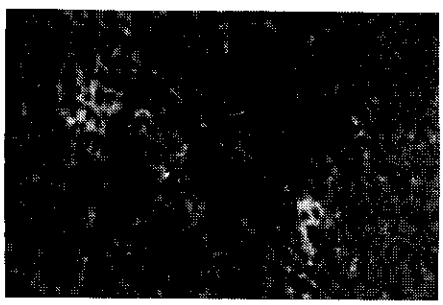


Рис. 3. Участок разрушенной поверхности гребного винта.

верхности — т. н. кавитац. эрозии (рис. 3). Теория эрозионного процесса не завершена. Наиб. распространённая точка зрения на природу явления состоит в том, что оно обусловлено многократным воздействием на поверхность обтекаемого тела ударных давлений, сопровождающих схлопывание кавитац. пузырьков; окислит. процессы также играют нек-рую роль.

Эксперим. исследования К. проводятся в т. н. кавитац. трубах, представляющих собой обычные гидродинамич. трубы, оборудованные системой регулирования статич. давления. Эрозионные испытания разл. материалов часто осуществляются посредством магнитострикц. вибраторов, на торце к-рых легко возбуждаются К. и сопутствующая ей эрозия.

Лит.: Седов Л. И., Плоские задачи гидродинамики и аэродинамики, 2 изд., М., 1966; Корнфельд М., Упругость и прочность жидкостей, М.—Л., 1951; Горшков А. С., Русецкий А. А., Кавитационные трубы, 2 изд., Л., 1972; Перник А. Д., Проблемы кавитации, 2 изд., Л., 1966; Искусственная кавитация, Л., 1971; Кнэпп Р.,

Дейли Дж., Хэммит Ф., Кавитация, пер. с англ., М., 1974; Френкель Я. И., Кинетическая теория жидкостей, Л., 1975; Левковский Ю. Л., Структура кавитационных течений, Л., 1978; Иванов А. Н., Гидродинамика развитых кавитационных течений, Л., 1980.

А. Д. Перник.

КАВИТА́ЦИЯ акустическая — возникает под действием интенсивной звуковой волны. Если амплитуда звукового давления превосходит нек-рое критич. значение $p_к$, соответствующее порогу К., то в фазе разрежения звуковой волны создаётся такое низкое давление, что сплошность жидкости нарушается и образуются пузырьки. В обычных условиях нарушение сплошности в жидкости возникает при давлениях, лишь немного меньших давления насыщ. пара при данной темп-ре. Величина $p_к$ зависит от многих параметров, характеризующих как состояние жидкости — газосодержание, темп-ра, наличие примесей, так и звуковое поле — частота, продолжительность звукового воздействия, пространственное распределение интенсивности звука.

Акустич. К. возникает в результате потери устойчивости кавитац. зародышей, попадающих в область пониж. давления в звуковой волне, и быстрого их роста. Этот процесс обусловлен рядом эффектов: давлением газа и пара в пузырьке, превышающем давление в окружающей жидкости; диффузией газа в пузырёк из жидкости; испарением жидкости и увеличением массы пара в пузырьке; коагуляцией зародышей. Первый из перечисленных механизмов играет основную роль в образовании кавитационной полости при быстром понижении давления (высокая частота звука) в жидкости с малым содержанием газа. Микроскопич. пузырёк, попадая в область разрежения, быстро расширяется под действием давления газа и пара внутри него, превосходящего суммарное действие сил поверхностного натяжения и давления в окружающей жидкости.

Диффузионный механизм роста пузырька обычно проявляется при сравнительно медленных изменениях давления (низкая частота звука) в жидкости с большим содержанием газа. При расширении пузырька концентрация газа в нём падает и газ диффундирует из жидкости в пузырёк. При сжатии пузырька процесс происходит в обратном направлении. Кол-во продиффундировавшего газа пропорционально площади поверхности пузырька, к-рая в стадии расширения больше, чем в стадии сжатия. В результате не происходит полной компенсации потоков газа, и в целом за период кол-во газа в пузырьке возрастает. Это явление наз. выпрямленной диффузией, оно вызывает рост пузырьков в поле перем. давления. Если темп-ра жидкости близка к точке кипения, то рост пузырька обычно связан с увеличением массы пара в нём за счёт испарения жидкости. При этом, так же как и в случае диффузионного механизма, возможен режим выпрямленной теплопередачи, приводящей к росту пульсирующего пузырька в среднем за период в результате увеличения массы пара.

Др. механизм роста пульсирующего парового пузырька связан с неадиабатичностью процесса изменения состояния пара при пульсации пузырька, приводящей к разогреву вещества и испарению жидкости в пузырёк. Этот механизм обычно проявляется при росте крупных зародышей. Звуковое поле в жидкости, вызывающей К., обычно неоднородно по пространству, что приводит к поступат. движению пузырьков. В результате этого, а также под действием сил взаимодействия между пульсирующими пузырьками (см. *Пондеромоторные силы* в акустическом поле), пузырьки, пульсируя, перемещаются и иногда сливаются друг с другом — развивается коагуляц. механизм роста зародышей. В реальных ситуациях описанные механизмы роста пузырька действуют одновременно, их относит. вклад зависит от состояния жидкости и характеристик звукового поля.

Количественно момент возникновения акустич. К. и степень её развития характеризуются, как и для гидродинамич. К., числом К. $\varkappa$, к-рое в этом случае равно $\varkappa=(p_0-p_н)/p_э$, где p_0 — гидростатич. давление в жидкости, $p_н$ — давление её насыщ. пара, $p_а$ — амплитуда звукового давления. Момент возникновения К. характеризуют критич. числом К. $\varkappa_к$, соответствующим критич. амплитуде звукового давления $p_а=p_к$.

Возникшие в звуковом поле кавитац. полости интенсивно пульсируют, расширяясь в фазе разрежения и схлопываясь в фазе повыш. давления. Степень сжатия пузырька при схлопывании, характеризуемая отношением макс. радиуса пузырька $R_{макс}$ к минимальному $R_{мин}$, тем больше, чем больше давление в жидкости $p=p_0+p_а$ и меньше газосодержание в пузырьке, характеризуемое давлением газа Q, при $R=R_{макс}$:

$$\frac{R_{макс}}{R_{мин}}=\left[\frac{p(\gamma-1)}{Q}\right]^{1/3}$$

(γ — показатель адиабаты газа в пузырьке). Макс. давление $p_{макс}$ в пузырьке, соответствующее его мин. объёму, приближённо выражается ф-лой

$$p_{макс}=Q\left[\frac{p(\gamma-1)}{Q}\right]^{\gamma/(\gamma-1)};$$

оно может составлять неск. тысяч МПа. В результате адиабатич. сжатия газ и пар (к-рый при больших скоростях изменения объёма пузырька ведёт себя как газ) нагреваются до темп-ры $\sim10^4$ К, чем, по-видимому, и вызываются свечение пузырьков (звуколюминесценция) и частичная ионизация содержащегося в них газа.

Макс. скорость схлопывания развивается в фазе, близкой к фазе мин. значения радиуса пузырька, и может стать весьма большой (сравнимой со скоростью звука в жидкости). Вследствие потери устойчивости формы пузырька его схлопывание может происходить несимметричным образом, вызывая образование кумулятивной струи жидкости, радиус к-рой близок к мин. радиусу пузырька, а скорость — к скорости его схлопывания. При схлопывании пузырька в жидкость излучаются кратковременные (длительностью $\sim10^{-6}$ с) импульсы давления до 100 МПа и более. Форма импульса схематически изображена на рис. 1. Пиковое значение давления на расстоянии r от пузырька выражается ф-лой $p=p_{макс}/r$, длительность импульса $\theta\sim R_{мин}\sqrt{\rho/p_{макс}}$, где ρ — плотность жидкости. В условиях развитой К. в различные, случайно распределённые моменты времени схлопывается множество пузырьков, в результате чего излучается шум со сплошным спектром в полосе от неск. сотен Гц до МГц. На фоне сплошного спектра выделяются дискретные гармонич. и субгармонич. компоненты звукового поля, вызывающего К. (рис. 2). Мощные гидродинамич. возмущения в кавитац. области в виде импульсов сжатия и микропотоков, порождаемых пульсирующими пузырьками, сопровождаются сильным разогревом вещества, а также выделением газа, содержащего атомарную и ионизованную компоненты.

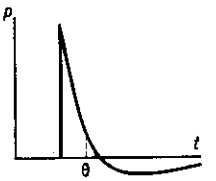


Рис. 1. Форма импульса давления, излучаемого при схлопывании пузырька.

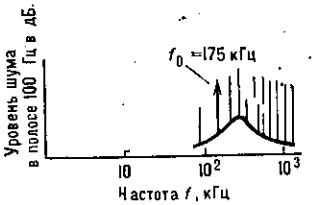


Рис. 2. Спектр кавитационного шума, вызванного волной частоты 175 кГц.

Всё это оказывает сильное воздействие на вещество в кавитац. области. Поверхности твёрдых тел, находящихся в области К., разрушаются (кавитац. эрозия). Воздействие К. используется для разрушения и диспергирования твёрдых тел, для УЗ-очистки поверхностей деталей, а также для эмульгирования жидкостей. Эффект кавитац. эрозии используют для оценки интенсивности К. по разрушению тонкой алюминиевой фольги, помещаемой в кавитац. область. Если жидкость насыщена газом, то газ диффундирует в пузырьки, к-рые, всплывая, уносят газ и уменьшают его содержание в жидкости (дегазация). К. оказывает вредное воздействие на работу излучателей звука в жидкости, ограничивая возможность дальнейшего повышения интенсивности излучаемого звука. Воздействием на вещество в зоне К. пользуются для возбуждения и ускорения хим. реакций, чему способствует появление диссоциированных и ионизированных компонент вещества, для уничтожения вредных микроорганизмов, экстрагирования ферментов из животных и растительных клеток и др. Возникновение К. в криогенных жидкостях на центрах ионизации используется для визуализации треков частиц высоких энергий в пузырьковых камерах.

Лит.: Бергман Л., Ультразвук и его применение в науке и технике, пер. с нем., 2 изд., М., 1957; Физика и техника мощного ультразвука, под ред. Л. Д. Розенберга, [кн. 2] — Мощные ультразвуковые поля, М., 1968; Сетте Д., Исследование зародышей кавитации, в кн.: Подводная акустика, пер. с англ., М., 1970; Ультразвуковая технология, под ред. Б. А. Аграната, М., 1974; Гасенко В. Г., Соболев В. В., Поведение сферической кавитационной полости в звуковом поле, в кн.: Волновые процессы в двухфазных системах, Новосиб., 1975; Lauterborn W., Optic cavitation, «J. Phys.», 1980, v. 41, № 11, suppl., p. 273. *К. А. Наугольных.*

КА́ДМИЙ (Cadmium), Cd,— хим. элемент II группы периодич. системы элементов, ат. номер 48, ат. масса 112,41. Природный К. состоит из смеси 8 стабильных изотопов с массовыми числами 106, 108, 110—114 и 116, среди к-рых наиб. распространены ^{114}Cd (28,85%) и ^{112}Cd (24,07%), а менее всего ^{108}Cd (0,88%). Ядра ^{113}Cd характеризуются высоким сечением захвата тепловых нейтронов ($\sigma=2{,}5\cdot10^{-24}$ м^2; для природной смеси изотопов $\sigma=2{,}4\cdot10^{-25}$ м^2). Электронная конфигурация двух внешних оболочек $4s^2p^6d^{10}5s^2$. Энергии последовательной ионизации 8,994 и 16,908 эВ. Кристалло-химический радиус атома К. 0,156 нм, радиус иона Cd^{2+} 0,099 нм. Значение электроотрицательности 1,46.

В свободном виде К.— серебристо-белый ковкий и тягучий металл, кристаллич. решётка гексагональная с постоянными решётками $a=0{,}296$ нм и $c=0{,}563$ нм. Плотн. 8,65 кг/дм^3, $t_{пл}=321{,}1$ °С, $t_{кип}=766{,}5$ °С, уд. теплоёмкость $c_p=26$ Дж/моль·К, теплота плавления 6,23 кДж/моль, теплота испарения 99,6 кДж/моль, коэф. термич. расширения $2{,}9\cdot10^{-5}$К$^{-1}$ (0 °С), теплопроводность 97,55 Вт/(м·К) (0 °С). Уд. сопротивление $7{,}57\cdot10^{-2}$ мкОм·м (20 °С), температурный коэф. сопротивления $4{,}0\cdot10^{-3}$К$^{-1}$ (0—100°С). Модуль упругости 63,1 ГПа (5 °С), предел прочности при растяжении 63 МН/м^2, предел упругости 2,9 МПа, предел текучести 9,8 МН/м^2. Тв. по Бринеллю 160—200 МПа. В хим. соединениях проявляет степень окисления +2 и является близким аналогом цинка. Растворимые в воде соединения К., а также его пары ядовиты.

Металлич. К. применяют в ядерных реакторах для изготовления регулирующих и аварийных стержней. Из кадмиевых пластин изготовляют отрицат. электроды в щелочных аккумуляторах. К. содержат легкоплавкие сплавы типа сплава Вуда и др. Покрытие тонкой плёнкой из К. (т. н. кадмирование) повышает корроз. устойчивость стальных изделий. Некоторые соединения К. являются полупроводниковыми материалами. Из искусственных радионуклидов К. наибольшее значение имеют β^--радиоактивный ^{115m}Cd ($T_{1/2}=44{,}6$ сут) и ^{109}Cd (электронный захват, $T_{1/2}=453$ сут).

С. С. Бердоносов.

КА́ДОМЦЕВА — ПЕТВИАШВИ́ЛИ УРАВНЕ́НИЕ — ур-ние

$$\frac{\partial}{\partial x}(u_t-6uu_x-u_{xxx})=3\alpha^2u_{yy},$$

описывающее нелинейные волны в двумерных средах со слабой дисперсией. Обладает той же степенью универсальности, что и *Кортевега — де Фриса уравнение* в одномерном случае (отсюда и второе назв. К.— П. у.— двумерное ур-ние Кортевега — де Фриса). Получено Б. Б. Кадомцевым и В. И. Петвиашвили в 1970. Принадлежит к числу ур-ний, интегрируемых *обратной задачи рассеяния методом*. К.— П. у. представляет собой *гамильтонову систему*, имеющую бесконечный набор интегралов движения; входящие в этот набор интегралы

$$\frac{\partial}{\partial t}\int\int u^2\,dx\,dy=0,$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\int\int\left[\frac{u_x^2}{2}-u^3-\frac{3\alpha^2}{2}w^2\right]dx\,dy=0,$$

где $w=\int_{\infty}^{x}u_y dx$, имеют смысл законов сохранения импульса и энергии для среды, описываемой этим ур-нием. К.— П. у. связано со мн. известными ур-ниями: обычным и радиальным ур-нием Кортевега — де Фриса, ур-нием Буссинеска (стационарным К.— П. у.) и др. Для К.— П. у. найдено неск. точных решений разл. вида, в т. ч. одномерный *солитон*

$$u=2\varkappa^2/\mathrm{ch}^2\,\varkappa\,(x-4\varkappa^2t-x_0), \qquad (*)$$

где $\varkappa$, x_0 — постоянные.

Свойства К.— П. у. зависят от знака величины α^2, к-рый определяется характером дисперсии. В среде с положит. дисперсией, когда $\alpha^2>0$, солитон (*) неустойчив по отношению к двумерным возмущениям. При $\alpha^2<0$ одномерный солитон устойчив.

Лит.: Теория солитонов. Метод обратной задачи, М., 1980; Солитоны, под ред. Р. Буллафа, Ф. Кодри, пер. с англ., М., 1983; Аблowиц М., Сигур Х., Солитоны и метод обратной задачи, пер. с англ., М., 1987. *Ю. А. Данилов.*

КАЗИМИ́РА ОПЕРА́ТОР — полином, составленный из генераторов I_α представления группы Ли, коммутирующий со всеми I_α и, следовательно, со всеми операторами представления. К. о. входят в полный набор П коммутирующих операторов, выделяемый из всевозможных эрмитовых ф-ций генераторов, и составляют часть набора П, инвариантную относительно действия группы. Одновременные собственные значения К. о. классифицируют неприводимые представления группы.

В квантовой теории физ. величинам соответствуют эрмитовы операторы, а одновременные собств. значения операторов полного набора П наз. квантовыми числами состояния, преобразующегося по данному представлению группы. Напр., у группы вращений $SO(3)$ имеется К. о. $\boldsymbol{I}^2=I_1^2+I_2^2+I_3^2$ с собств. значением $j(j+1)$, где I_i — компоненты угл. момента, а в качестве набора П можно взять $\boldsymbol{I}^2$ и I_3. У группы Пуанкаре два К. о.: $P^2=P_\alpha^2=P_0^2-P_1^2-P_2^2-P_3^2$ и $W^2=W_\alpha^2$, где $W_\alpha=\varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta}P_\beta M_{\gamma\delta}$, а $M_{\gamma\delta}$ и P_β — компоненты 4-момента и 4-импульса. Собственные значения К. о. равны соответственно m^2 и $m^2j(j+1)$, где m — масса, j — полный момент состояния.

Лит.: Боголюбов Н. Н., Логунов А. А., Тодоров И. Т., Основы аксиоматического подхода в квантовой теории поля, М., 1969, гл. 2; Эллиот Дж., Добер П., Симметрия в физике, пер. с англ., т. 1—2, М., 1983. *В. П. Павлов.*

КАЛИБРО́ВКА мер — сложный вид *поверки*, заключающийся в определении погрешностей или поправок совокупности мер (напр., набора гирь) или разл. значений одной многозначной меры (напр., линейной шкалы). К. осуществляется сравнением мер между собой в разл. сочетаниях и последующим

вычислением значений мер, причём за основу для вычисления принимается результат сравнения одной из мер или сочетания мер, образующих совокупность, с образцовой мерой.

Лит.: Маликов М. Ф., Основы метрологии, ч. 1, М., 1949; Аматуни А. Н., Калибровка подразделений штриховых мер, в кн.: Энциклопедия измерений, контроля и автоматизации (ЭИКА), в. 6, М.— Л., 1966, с. 33.

КАЛИБРО́ВОЧНАЯ ИНВАРИА́НТНОСТЬ — инвариантность относительно *калибровочных преобразований*. К. и. имеет место в тех случаях, когда не все поля, участвующие в формулировке теории, отвечают наблюдаемым величинам. Напр., электрон-позитронное и фотонное поля в электродинамике описываются соответственно комплексными *Дирака полями* $\psi(x)$, $\overline{\psi}(x)$ и четырёхмерным вектор-потенциалом $A_\mu(x)$ ($\mu=0, 1, 2, 3$), тогда как наблюдаемым величинам отвечают билинейные комбинации комплексных полей типа $\overline{\psi}(x)\psi(x)$ и тензор напряжённости эл.-магн. поля $F_{\mu\nu}=\partial_\mu A_\nu-\partial_\nu A_\mu$ ($\partial_\mu\equiv\partial/\partial x_\mu$). Эти величины не меняются при переходе от полей $\psi(x)$, $\overline{\psi}(x)$, $A_\mu(x)$ к полям $\psi'(x)$, $\overline{\psi}'(x)$, $A'_\mu(x)$, получающимся из исходных с помощью калибровочных преобразований. Калибровочные преобразования оставляют неизменными и ур-ния Максвелла — Дирака, описывающие взаимодействующие электрон-позитронное и фотонное поля. Поэтому все наблюдаемые величины, напр. уровни энергии и сечения разл. процессов, вычисленные с помощью полей ψ', $\overline{\psi}'$, A'_μ и с помощью исходных полей ψ, $\overline{\psi}$, A_μ, совпадают.

При калибровочных преобразованиях фазы заряж. полей (полей материи) меняются произвольным, но взаимно согласованным образом. Поскольку значение фазы поля связано с зарядом соответствующей частицы, её можно считать координатой в зарядовом пространстве, а калибровочные преобразования рассматривать как переход к другому базису в этом пространстве. К. и. означает, что существует возможность независимого выбора «направлений» заряда в разл. точках пространства-времени. При этом локальное изменение фазы заряж. полей эквивалентно появлению дополнит. продольного эл.-магн. поля. Здесь видна аналогия со слабым принципом эквивалентности теории тяготения Эйнштейна, согласно к-рому локальное изменение системы координат эквивалентно появлению дополнит. гравитац. поля.

Подобным же образом вводится понятие К. и. для более сложных пространств *внутренних симметрий*, напр. для пространства *изотопического спина*, пространства *цвета* в *квантовой хромодинамике*. К. и. в этом случае означает, что ур-ния, описывающие динамику рассматриваемой физ. системы, не меняются при переходе от полей $\psi(x)$, реализующих нек-рое представление простой компактной группы внутренней симметрии G (поля материи), и *калибровочных полей* $A_\mu(x)$ к полям $\psi'(x)$, $A'_\mu(x)$, получающимся из исходных с помощью калибровочного преобразования.

К. и. эквивалентна принципу относительности в пространстве внутр. симметрии: поля $\psi(x)$, $A_\mu(x)$ и поля $\psi'(x)$, $A'_\mu(x)$, получающиеся из исходных с помощью калибровочного преобразования, описывают одну и ту же физ. ситуацию. Принцип относительности во внутр. пространстве практически однозначно фиксирует вид взаимодействия калибровочных полей с полями материи и между собой.

Т. к. часть компонент калибровочного поля не участвует в динамике и произвольным образом меняется при калибровочных преобразованиях, на них можно наложить дополнит. условие (условие калибровки), чтобы выбрать по одному представителю в калибровочно-инвариантном классе.

Наиболее употребительные условия калибровки:

$\partial_i A_i=0$ ($i=1, 2, 3$) — кулоновская калибровка,

$\partial_\mu A_\mu=0$ ($\mu=0, 1, 2, 3$) — лоренцова калибровка,

$A_0=0$ — гамильтонова калибровка,

$A_3=0$ — аксиальная калибровка,

$n_\mu A_\mu=0$ — калибровка светового конуса ($n^2=0$).

В силу К. и. теории все эти калибровки физически эквивалентны, и при вычислениях можно пользоваться любой из них. При этом, однако, в случае неабелевых калибровочных групп калибровочная неоднозначность полностью не устраняется, поскольку условие калибровки в этом случае не выделяет однозначно представителя в калибровочно-эквивалентном классе. Существуют разл. поля, связанные друг с другом нетривиальными калибровочными преобразованиями, к-рые удовлетворяют одному и тому же условию калибровки. Это приводит к определ. трудностям при квантовании калибровочно-инвариантных теорий. Обычно, однако, квантовая теория строится как теория возмущений вблизи к.-л. основного состояния. В частности, теория возмущений по константе связи g предполагает условие $|gA_\mu|\ll 1$. В этом случае условие калибровки выделяет единств. представителя в калибровочно-эквивалентном классе и указанная проблема не возникает.

К. и. играет важную роль во многих физ. задачах. Согласно общепринятой совр. точке зрения, все виды взаимодействий элементарных частиц удовлетворяют условию К. и. (см. *Электрослабое взаимодействие*, *Квантовая хромодинамика*). К. и. позволяет на основе единого принципа объяснить всю иерархию существующих в природе взаимодействий (см. *Великое объединение*).

При распир. толковании принципа К. и. гравитац. взаимодействие также укладывается в общую схему калибровочных полей. Важным обобщением понятия К. и. является суперкалибровочная инвариантность (см. *Суперсимметрия*). В этом случае калибровочное преобразование зависит от ф-ций, часть к-рых — коммутирующая, а часть — антикоммутирующая. Соответственно поля, к-рые связываются суперкалибровочными преобразованиями, являются многокомпонентными объектами, включающими как бозонные (коммутирующие), так и фермионные (антикоммутирующие) переменные.

Лит. см. при ст. *Калибровочные поля*. *А. А. Славнов.*

КАЛИБРО́ВОЧНЫЕ ПОЛЯ — поля, обеспечивающие инвариантность теории относительно *калибровочных преобразований*. Простейший пример К. п.— эл.-магн. поле $A_\mu(x)$, связанное с калибровочной группой $U(1)$. *Дирака уравнение*, описывающее свободные электроны, неинвариантно относительно калибровочных преобразований

$$\psi(x)\to e^{i\alpha(x)}\psi(x);\quad \overline{\psi}(x)\to e^{-i\alpha(x)}\overline{\psi}(x); \qquad (1)$$

в то же время система ур-ний Максвелла — Дирака

$$\partial_\mu F_{\mu\nu}=j_\nu;\quad \left(i\gamma_\mu\partial_\mu-m\mp e\gamma_\mu A_\mu\right)\psi(x)=0, \qquad (2)$$

описывающая взаимодействующие электрон-позитронное и эл.-магн. поля, инвариантна относительно преобразований (1), если одновременно эл.-магн. поле преобразуется по закону

$$A_\mu(x)\to A_\mu(x)+\frac{1}{e}\partial_\mu\alpha(x). \qquad (3)$$

Здесь $F_{\mu\nu}=\partial_\mu A_\nu-\partial_\nu A_\mu$ — тензор напряжённости эл.-магн. поля, $j_\nu=e\overline{\psi}\gamma_\nu\psi$ — *электромагнитный ток*, m и e — заряд и масса электрона, γ_μ ($\mu=0, 1, 2, 3$) — *Дирака матрицы* ($\partial_\mu=\partial/\partial x_\mu$, по повторяющемуся индексу μ производится суммирование; используется система единиц $\hbar=c=1$).

В случае неабелевых (некоммутативных) калибровочных групп роль эл.-магн. поля играют многокомпонентные поля $A^a_\mu(x)$, называемые *Янга — Миллса*

полями. Поле Янга — Миллса, соответствующее произвольной простой компактной группе Ли, удобно описывать векторной ф-цией $A_\mu(x)$, принимающей значения в алгебре Ли этой группы: $A_\mu(x)=A^a_\mu(x)t^a$, где t^a — *генераторы группы* в присоединённом представлении (нумеруемые индексом a). Это значит, что при каждом x поле $A_\mu(x)=A^{cd}_\mu(x)$ является матрицей в пространстве *внутренней симметрии*.

Динамика полей Янга — Миллса фиксируется требованием *калибровочной инвариантности*. Если ограничиться мин. числом производных, то калибровочно-инвариантный лагранжиан Янга — Миллса имеет вид:

$$L=\frac{1}{8}\operatorname{Tr}F_{\mu\nu}F_{\mu\nu}=-\frac{1}{4}F^a_{\mu\nu}F^a_{\mu\nu}, \qquad (4)$$

где $F_{\mu\nu}=\partial_\mu A_\nu-\partial_\nu A_\mu+g[A_\mu, A_\nu]$ — тензор напряжённости поля Янга — Миллса, g — *константа взаимодействия* (константа связи).

Калибровочно-инвариантное взаимодействие поля Янга — Миллса с прочими полями (полями материи) вводится путём замены производных в свободном лагранжиане полей материи на *ковариантные производные*

$$\partial_\mu \longrightarrow D_\mu=\partial_\mu-g\Gamma(A_\mu), \qquad (5)$$

где $\Gamma(A_\mu)$ — представление матриц A_μ, соответствующее рассматриваемому представлению калибровочной группы. Так, если $G=SU(2)$, как, напр., в объединённой теории эл.-магн. и слабого взаимодействий (т. е. в теории *электрослабого взаимодействия*), а поля материи реализуют её двумерное представление (напр., кварки одного *поколения фермионов*), то $\Gamma(A_\mu)=(2i)^{-1}A^a_\mu\tau^a$, где τ_a ($a=1, 2, 3$) — *Паули матрицы*; для группы $SU(3)$ (напр., в *квантовой хромодинамике*) $\Gamma(A_\mu)=(2i)^{-1}A^a_\mu\lambda^a$, где λ^a ($a=1, 2, \ldots, 8$) — *Гелл-Мана матрицы*.

Ур-ния Эйлера — Лагранжа для поля Янга — Миллса имеют вид

$$D_\mu F_{\mu\nu}=j_\nu, \qquad (6)$$

где j_ν — ток полей материи. По форме эти ур-ния совпадают с ур-ниями Максвелла, отличаясь лишь явным видом тензора напряжённости $F_{\mu\nu}$ и ковариантной производной D_μ.

Помимо полей Янга — Миллса и эл.-магн. поля к К. п. относится также гравитац. поле, если считать, что поля материи сосредоточены в конечном объёме и исчезают на бесконечности. В этом случае группой симметрии является группа Пуанкаре, а калибровочными преобразованиями — преобразования координат, не меняющие гравитац. полей на бесконечности. Роль калибровочных полей играют в этом случае *Кристоффеля символы* $\Gamma^\rho_{\mu\nu}$ (см. *Тяготение*).

Поля Янга — Миллса, как и гравитац. поле, допускают геом. интерпретацию. Подобно символам Кристоффеля в теории тяготения, они описывают параллельный перенос в пространстве внутр. симметрии; тензор напряжённости $F_{\mu\nu}$ является тензором кривизны этого пространства. Последоват. геом. трактовка полей Янга — Миллса может быть дана в рамках теории расслоенных пространств (см. *Расслоение*). Полю Янга — Миллса в этой теории соответствует понятие *связности* в гл. расслоении.

Инвариантность относительно преобразований, зависящих от произвольной ф-ции, согласно второй *Нётер теореме*, приводит к тому, что в случае калибровочно-инвариантных лагранжианов не все ур-ния Эйлера — Лагранжа описывают динамику системы. Часть из них представляет собой ур-ния связи, причём их число равно числу произвольных ф-ций, от к-рых зависит калибровочное преобразование. Так, для поля Янга — Миллса компонента A_0 представляет собой не динамич. переменную, а множитель Лагранжа. Соответствующий ей канонич. импульс, вычисленный по стандартной ф-ле $P^a_\mu=\delta L/\delta\dot{A}^a_\mu$, тождественно обращается в нуль, а ур-ние Эйлера — Лагранжа, получающееся при варьировании действия по A_0,

$$D_iP_i=j_0 \quad (i=1, 2, 3), \qquad (7)$$

не содержит производных по времени и поэтому не описывает динамику системы, а является ур-нием связи. Наличие связей приводит к необходимости модифицировать процедуру *канонического квантования*. Наложение канонич. *перестановочных соотношений* на переменные A^a_μ, P^a_μ очевидным образом привело бы к противоречию с фактом обращения в нуль импульса P_0.

Общая теория квантования систем со связями была развита П. А. М. Дираком (P. A. M. Dirac), Л. Д. Фаддеевым и др. Её суть состоит в том, что канонич. перестановочные соотношения накладываются лишь на истинные динамич. переменные, к-рые можно найти, решив ур-ния связей и наложив дополнит. условия, являющиеся в случае полей Янга — Миллса условиями калибровки. Если, напр., наложить на поля A_i условие кулоновской калибровки $\partial_iA_i=0$, то ур-ние связи (7) можно явно решить, выразив продольную часть вектора импульса P_i через трёхмерно-поперечные компоненты P^{tr}_i, A^{tr}_i. Если подставить решение этого ур-ния в исходное действие, то оно будет зависеть только от трёхмерно-поперечных компонент P^{tr}_i, A^{tr}_i, к-рые и являются в данном случае истинными динамич. переменными и в квантовой теории должны удовлетворять канонич. перестановочным соотношениям. В электродинамике подобная процедура соответствует описанию системы в терминах поперечно поляризованных фотонов.

В случае неабелевых К. п. решение ур-ния (7) представляет собой бесконечный ряд по константе связи g, подстановка к-рого в действие порождает бесконечный ряд вершин взаимодействия, отсутствовавших в исходном лагранжиане. Поэтому фейнмановская диаграммная техника (см. *Фейнмана диаграммы*), возникающая при построении теории возмущений для *матрицы рассеяния*, содержит дополнит. элементы. Оказывается, однако, что возникающий т. о. ряд теории возмущений можно воспроизвести с помощью введения вспомогат. полей (т. н. *Фаддеева — Попова дýхов*) и конечного числа вершин, описывающих локальное взаимодействие этих полей с полями Янга — Миллса.

Для практич. вычислений более удобными являются не калибровки типа кулоновской, а явно релятивистски инвариантные калибровки, напр. лоренцова калибровка $\partial_\mu A_\mu=0$. В этом случае диаграммы Фейнмана, помимо стандартных элементов, содержат также дополнит. элементы, отвечающие «дýховым полям». Релятивистски инвариантные правила Фейнмана удобно описывать с помощью эфф. действия, к-рое явно учитывает условие калибровки и вклад духовых полей. Это действие можно записать в виде

$$S_{\text{эф}}=\int\left\{\frac{1}{8}\operatorname{Tr}\left(F_{\mu\nu}F_{\mu\nu}-\frac{2}{\beta}(\partial_\mu A_\mu)^2-\right.\right.$$
$$\left.\left.-4\bar{c}\left(\Box c-g\,\partial_\mu[A_\mu, c]\right)\right)+i\bar{\psi}\gamma_\mu D_\mu\psi-m\bar{\psi}\psi\right\}d^4x, \qquad (8)$$

где $\Box$ — *Д'Аламбера оператор*, β — параметр, фиксирующий калибровку. Духовые поля $\bar{c}$, c подчиняются статистике Ферми — Дирака, т. е. являются антикоммутирующими переменными. Они порождают лишь внутр. линии фейнмановских диаграмм и отсутствуют в наблюдаемых начальных и конечных асимптотич. состояниях. Эфф. действие (8), помимо духовых полей $\bar{c}$, c, содержит также нефиз. компоненты векторного поля A_μ, описывающие продольно поляризо-

ванные и временны́е кванты. оль духовых полей состоит в том, чтобы скомпенсировать вклад этих квантов в промежуточных состояниях и обеспечить тем самым унитарность матрицы рассеяния в пространстве физ. состояний. В электродинамике нет необходимости вводить духовые поля, поскольку нефиз. компоненты фотонного поля удовлетворяют свободному ур-нию и фактически не участвуют во взаимодействии. Духовые поля отсутствуют также в нек-рых видах калибровок (напр., аксиальной и гамильтоновой).

Если ψ — кварковые поля, а в качестве калибровочной группы выбрана группа преобразований *цвета* $SU(3)$, то эфф. действие (8) порождает диаграммы Фейнмана в *квантовой хромодинамике*.

Как и во всякой четырёхмерной теории, для вычисления конечных вероятностей разл. процессов необходимо провести процедуру *перенормировки* ф-ций Грина (см. *Грина функции* в квантовой теории поля) полей Янга — Миллса, устраняющую *ультрафиолетовые расходимости* за счёт переопределения *затравочных масс*, *затравочных зарядов* и нормировок волновых ф-ций. Калибровочная инвариантность накладывает жёсткие ограничения на эту процедуру. Для сохранения калибровочной инвариантности необходимо и достаточно, чтобы перенормированные ф-ции Грина удовлетворяли соотношениям, к-рые наз. обобщёнными *Уорда тождествами*. Простейшее тождество Уорда представляет собой условие поперечности двухточечной ф-ции Грина поля Янга — Миллса:

$$\partial_\mu \left[G_{\mu\nu}(x-y) - G^0_{\mu\nu}(x-y) \right] = 0,$$
$$G_{\mu\nu} = \langle 0 \mid T A_\mu(x) A_\nu(y) \mid 0 \rangle, \qquad (9)$$

где T означает хронологич. упорядочение полей (см. *Хронологическое произведение*), скобки $\langle 0 \mid \ldots \mid 0 \rangle$ — *вакуумное среднее*, а $G^0_{\mu\nu}$ — ф-ция Грина свободных полей. Из обобщённых тождеств Уорда следуют соотношения между разл. константами перенормировки, гарантирующие калибровочную инвариантность перенормированного действия. Эти тождества отражают нек-рую дополнительную, не имеющую классич. аналога симметрию эфф. действия Янга — Миллса [т. н. БРС-симметрия, открыта К. Бекки (C. Becchi), А. Руэ (A. Rouet), Р. Стора (R. Stora) в 1974].

Неабелевы К. п. обладают уникальной особенностью: их эфф. взаимодействие, определяемое *инвариантным зарядом*, убывает на малых расстояниях или, что то же самое, при больших энергиях. Это явление, получившее назв. *асимптотической свободы*, для КХД подтверждается рядом экспериментов (в частности, экспериментами по глубоко неупругому рассеянию).

В то же время на больших расстояниях взаимодействие растёт и поэтому теория возмущений по константе связи становится неприменимой. Попытки построить матрицу рассеяния полей Янга — Миллса по теории возмущений по константе связи g сталкиваются с проблемой *инфракрасных расходимостей*. Интегралы, соответствующие диаграммам Фейнмана, расходятся при малых импульсах. Аналогичное явление имеет место и в электродинамике, однако в электродинамике существует регулярная процедура устранения этих расходимостей. Если рассмотреть наряду с данным процессом процесс, отличающийся испусканием дополнит. мягких фотонов, к-рый на опыте невозможно отличить от исходного благодаря конечной разрешающей способности приборов, то в суммарном сечении ИК-расходимости сокращаются. В случае неабелевых К. п. такое сокращение отсутствует и регулярный метод устранения ИК-расходимостей пока не найден. Решение этой проблемы связано с решением проблемы *удержания цвета*. Согласно общепринятой в настоящее время точке зрения, теория возмущений по константе связи вообще неприменима для построения матрицы рассеяния полей Янга — Миллса. Осн. состояние в этой теории определяется не свободным лагранжианом ($g=0$), а должно учитывать самодействие полей Янга — Миллса. Согласно гипотезе удержания цвета, это взаимодействие устроено таким образом, что оно не позволяет калибровочно-неинвариантным объектам (кваркам, квантам поля Янга — Миллса — глюонам) расходиться на макроскопич. расстояния ($\geqslant 10^{-13}$ см). Наблюдаемыми являются лишь калибровочно инвариантные объекты типа $\bar{\psi}(x)\psi(x)$, $\mathrm{Tr} F_{\mu\nu}F_{\mu\nu}$, отвечающие связанным состояниям исходных полей. Именно эти связанные состояния и порождают наблюдаемый спектр элементарных частиц. Гипотеза удержания пока строго не доказана, однако имеются упрощённые модели (напр., КХД в двумерном пространстве-времени; см. *Двумерные модели* КТП), в к-рых она явно выполнена. Для исследования К. п. на больших расстояниях используются такие методы, как разложение по параметру, связанному с размерностью N калибровочной группы (т. н. $1/N$-разложение), квазиклассич. разложение в окрестности частицеподобных решений классич. ур-ний (см. *Инстантон*, *Солитон*), модели *струн релятивистских*, *решётки метод* (при к-ром непрерывное пространство-время заменяется дискретным).

Др. возможность непротиворечивого использования К. п. дают модели со спонтанно нарушенной симметрией (см. *Спонтанное нарушение симметрии*). В этих моделях благодаря взаимодействию со скалярными частицами (*Хиггса бозонами*) кванты поля Янга — Миллса приобретают ненулевую массу. При этом, хотя симметрия теории относительно глобальных (т. е. не зависящих от координат) преобразований нарушается, калибровочная инвариантность по-прежнему имеет место. Меняется лишь явный вид калибровочных преобразований. Поскольку такая теория описывает массивные поля, ИК-расходимости в ней отсутствуют. В то же время описанная выше техника квантования и перенормировки К. п. практически без изменений переносится и на модели со спонтанно нарушенной симметрией. Калибровочные теории со спонтанно нарушенной симметрией лежат в основе электрослабого взаимодействия.

Рассматриваются также разл. обобщения К. п., в частности суперкалибровочные поля (см. *Суперсимметрия*). В суперкалибровочных теориях полей разной тензорной размерности (скалярные, спинорные, векторные поля и т. д.) объединяются в одно суперполе. Поскольку нек-рые из этих полей являются фермионными, а другие — бозонными, суперкалибровочные преобразования включают помимо коммутирующих переменных также антикоммутирующие. Роль поля Янга — Миллса играет суперполе, включающее кроме векторных полей скалярные и спинорные поля. Суперкалибровочные теории, включающие гравитацию, являются кандидатами на роль теории, объединяющей все виды взаимодействия (см. *Супергравитация*).

Лит.: Славнов А. А., Фаддеев Л. Д., Введение в квантовую теорию калибровочных полей, 2 изд., М., 1988; Иниксон К., Зюбер Ж.-Б., Квантовая теория поля, т. 2, пер. с англ., М., 1984; Хуанг К., Кварки, лептоны и калибровочные поля, пер. с англ., М., 1985. *А. А. Славнов.*

КАЛИБРОВОЧНЫЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ — преобразования полей, зависящие от пространственно-временной точки x, к-рые описывают переход к новому базису в пространстве *внутренних симметрий*, сопровождающийся появлением дополнительного, калибровочного, поля.

В электродинамике К. п. представляют собой изменения фазы $\alpha(x)$ электрон-позитронного *Дирака поля*

$$\psi(x) \to \psi'(x) = e^{i\alpha(x)}\psi(x), \quad \bar{\psi}(x) \to \bar{\psi}'(x) = e^{-i\alpha(x)}\bar{\psi}(x)$$

с одновременным добавлением к потенциалу эл.-магнитного поля $A_\mu(x)$ производной этой фазы:

$$A_\mu(x) \to A'_\mu(x) = A_\mu(x) + \frac{1}{e}\partial_\mu \alpha(x)$$

($\alpha(x)$ — произвольная функция, e — величина заряда электрона, $\partial_\mu = \partial/\partial x_\mu$, $\mu = 0, 1, 2, 3$). Это преобразование отвечает абелевой (коммутативной) калибровочной группе $U(1)$ [см. *Группа*]. В частном случае, когда α не зависит от x, такие преобразования иногда наз. глобальными К. п. (в отличие от общего случая локальных К. п.).

В случае неабелевых (некоммутативных) калибровочных групп К. п. можно записать в виде

$$\psi(x) \longrightarrow \psi'(x) = e^{T(g)}\psi(x),$$

$$A_\mu(x) \longrightarrow A'_\mu(x) = g(x) A_\mu(x) g^{-1}(x) + \partial_\mu g^{-1}(x) g(x).$$

Здесь поля $\psi(x)$ (поля материи) реализуют представление простой компактной группы Ли G с *генераторами группы* $T(g)$ (см. *Представление группы*), $A_\mu(x)$ — матрицы (в пространстве *внутренних симметрий*) *Янга — Миллса полей*, матрицы $g(x)$ при каждом x являются элементами группы G (см. *Калибровочные поля*). Напр., в экспоненциальной параметризации $g(x) = \exp\{\omega^a(x) t^a\}$, где $\omega^a(x)$ — параметры группы, а t^a — её генераторы в присоединённом представлении.

Лит. см. при ст. *Калибровочные поля*. *А. А. Славнов.*

КА́ЛИЙ (Kalium), K, — хим. элемент I группы периодич. системы элементов, ат. номер 19, ат. масса 39,0983, относится к щелочным металлам. Природный К. состоит из стабильных ^{39}K (93,22%) и ^{41}K (6,77%) изотопов и слаборадиоактивного ^{40}K (0,0118%; $T_{1/2} = 1{,}28 \cdot 10^9$ лет). При распаде ^{40}K в 88% случаях испускается β^--частица и образуется ^{40}Ca, а в 12% — происходит захват K-электрона и ^{40}K переходит в ^{40}Ar. Электронная конфигурация внеш. оболочки $4s^1$. Энергии последоват. понизации 4,341, 31,820 и 46 эВ. Кристаллохим. радиус атома К 0,236 нм, радиус иона K^+ 0,133 нм. Значение электроотрицательности 0,91.

В свободном виде — мягкий серебристо-белый металл, быстро окисляется и тускнеет на воздухе. Обладает объёмноцентрированной кубич. решёткой с постоянной решётки $a = 0{,}5247$ нм. Плотн. 0,862 кг/дм^3, $t_{пл} = 63{,}55$ °С, $t_{кип} = 760$ °С, уд. теплоёмкость $c_p = 29{,}60$ Дж/моль·К, теплота плавления 2,3 кДж/моль, теплота возгонки 89,4 кДж/моль. Уд. теплопроводность 97,15 Вт/м·К (20 °С), уд. сопротивление $6{,}23 \times 10^{-2}$ мкОм·м (0 °С), температурный коэф. электрич. сопротивления $5{,}8 \cdot 10^{-5}$ (20 °С), линейный коэф. термич. расширения $8{,}4 \cdot 10^{-5}$ (0—50 °С). Тв. по Бринеллю 0,4 МПа, динамич. вязкость жидкого К. 5,44 мПа·с (при $t_{пл}$), 3,00 мПа·с (500 К) и 1,707 мПа·с (800 К). Поверхностное натяжение 114,1 мН/м (при $t_{пл}$).

Химически очень активен, обычно хранится под слоем бензина, керосина или минерального масла. В соединениях проявляет степень окисления +1. Жидкие при комнатной темп-ре сплавы К и Na (содержащие 40—90% К) применяют как теплоносители, напр. в ядерных реакторах. Из металлич. К получают пероксид K_2O_2, используемый для регенерации воздуха в подводных лодках и т. д. Как радиоакт. индикатор широкое применение находит искусственный β^--радиоактивный ^{42}K ($T_{1/2} = 12{,}36$ ч).

С. С. Бердоносов.

КАЛИФО́РНИЙ (Californium), Cf, — радиоакт. хим. элемент, получен искусственно (1950, США), ат. номер 98, относится к актиноидам. Наиб. долгоживущий изотоп К. α-радиоактивный ^{251}Cf ($T_{1/2}$ 900 лет). В ядерном реакторе при длит. облучении нейтронами плутония образуется смесь изотопов К., содержащая ^{249}Cf ($T_{1/2}$ 351 год, в смеси 4%), ^{250}Cf (13,1 года, 49%), ^{251}Cf (11%), ^{252}Cf (2,64 года, 36%). Электронная конфигурация трёх внеш. электронных оболочек $5s^2p^6d^{10}f^{10}6s^2p^67s^2$. По оценке, энергия отрыва первого электрона 6,41 эВ, атомный радиус 0,175 нм, значение электроотрицательности 1,2.

В свободном виде — серебристый металл. При темп-рах от комнатной до 590 °С устойчива α-модификация с двойной гексагональной плотнейшей кристаллич. решёткой (параметры $a = 0{,}339$ нм и $c = 1{,}101$ нм), при темп-рах выше 590 °С до $t_{пл}$ (900 °С) — β-модификация (с кубич. гранецентрированной решёткой). Плотность α-Cf 15,1 кг/дм^3. В соединениях проявляет степени окисления +2, +3 (наиб. характерна) и +4. В степени окисления +3 является близким аналогом диспрозия.

Практич. значение имеет гл. обр. ^{252}Cf, к-рый при спонтанном делении испускает мощный поток нейтронов ($3 \cdot 10^{12}$ нейтрон/с на 1 г ^{252}Cf) и может использоваться в активационном анализе и для др. целей. Работают с высокотоксич. ^{252}Cf в спец. боксах. Изотоп ^{251}Cf обладает очень небольшой критич. массой (ок. 10 г).

С. С. Бердоносов.

КАЛОРИМЕ́ТРИЯ (от лат. calor — тепло и греч. metréō — измеряю) — совокупность методов измерения тепловых эффектов (кол-ва теплоты), сопровождающих разл. физ., хим. и биол. процессы. К. включает измерения теплоёмкостей тел, теплот фазовых переходов, тепловых эффектов намагничивания, электризации, растворения, сорбции, хим. реакций (напр., горения), реакций обмена веществ в живых организмах и т. д.

Приборы, применяемые в К., наз. калориметрами. Совр. калориметры работают в диапазоне темп-р от 0,1 до 3500 К и позволяют измерять кол-во теплоты с точностью до 10^{-2} %. Конструкции калориметров разнообразны и определяются характером и продолжительностью изучаемого процесса, областью темп-р, при к-рых производятся измерения, кол-вом измеряемой теплоты и требуемой точностью. Калориметр, предназначенный для измерения суммарного кол-ва теплоты Q, выделяющегося в процессе от его начала до завершения, наз. калориметром-интегратором. Для измерения тепловой мощности L и измерения её изменений на разных стадиях процесса применяют измерители мощности или калориметры-осциллографы. Различают жидкостные и массивные калориметры, одинарные и двойные (дифференциальные).

Жидкостные калориметры-интеграторы перем. темп-ры применяют для измерения теплот растворения и теплот хим. реакций. Они состоят из сосуда с жидкостью (обычно водой), в к-ром находятся камера для проведения исследуемого процесса («калориметрич. бомба»), мешалка, нагреватель и термометр. Выделившаяся в камере теплота распределяется между камерой, жидкостью и др. частями калориметра, совокупность к-рых наз. калориметрич. системой прибора. Характеристикой калориметра является его тепловое значение, т. е. теплоёмкость C калориметрич. системы, к-рую определяют заранее. Определение Q сводится к измерению изменения темп-ры калориметрич. системы ΔT, вызванного исследуемым процессом: $Q = C\Delta T$.

Калориметрич. измерения позволяют непосредственно определить сумму теплот исследуемого процесса и разл. побочных процессов (размешивания, испарения воды и т. п.), теплота к-рых должна быть определена экспериментально или с помощью расчётов и исключена из окончат. результата. Для устранения теплообмена калориметра с окружающей средой посредством излучения и теплопроводности калориметрич. систему окружают оболочкой, темп-ру к-рой регулируют.

В изотермич. калориметрах введённая теплота не изменяет темп-ры калориметрич. системы, а вызывает изменение агрегатного состояния тела, составляющего часть этой системы (напр., таяние льда). Кол-во введённой теплоты в этом случае пропорц. массе вещества, изменившего агрегатное состояние, и теплоте фазового перехода.

Массивный калориметр-интегратор чаще всего применяется для определения *энтальпии* веществ при темп-рах до 250 °С. Калориметр-

рич. система у калориметров этого типа представляет собой блок из металла (обычно Cu или Al) с выемками для сосуда, в к-ром происходит реакция, термометра и нагревателя. Энтальпию вещества рассчитывают как произведение теплового значения калориметра на разность подъёмов темп-р блока, измеряемых после сбрасывания в его гнездо ампулы с определённым кол-вом вещества, а затем — пустой ампулы, нагретой до той же темп-ры. Теплоёмкость газов (а иногда и жидкостей) определяют в т. н. проточных лабиринтных калориметрах по разности темп-р на входе и выходе стационарного потока газа (или жидкости), по мощности потока и кол-ву теплоты, выделенной электрич. нагревателем.

Калориметр, работающий как измеритель мощности, в противоположность калориметру-интегратору должен обладать значит. теплообменом, чтобы вводимое в него кол-во теплоты быстро удалялось, и состояние калориметра характеризуется мгновенным значением мощности теплового процесса. Тепловая мощность процесса определяется из теплообмена калориметра с оболочкой. Калориметр Кальве, относящийся к такой системе калориметров, представляет собой металлич. блок с каналами, в к-рые помещены цилиндрич. ячейки. В ячейке проходит исследуемый процесс; металлич. блок играет роль оболочки (темп-ра его поддерживается постоянной с точностью до 10^{-5}—10^{-6} К). Разность темп-р ячейки и блока измеряется термобатареей. В блок помещают чаще всего две ячейки, работающие как дифференц. калориметр. На каждой ячейке обычно монтируют две термобатареи: одна позволяет скомпенсировать тепловую мощность исследуемого процесса на основе *Пельтье эффекта*, а другая (индикатрисса) служит для измерения нескомпенсированной части теплового потока. В этом случае прибор работает как дифференц. компенсационный калориметр.

Общую классификацию калориметров можно построить на основе рассмотрения трёх гл. переменных, определяющих методику измерения: темп-ры калориметрич. системы T_c, темп-ры оболочки T_0, тепловой мощности L. Калориметры с постоянными T_c и T_0 наз. изотермическими; с $T_c = T_0$ — адиабатическими. Калориметры, работающие при пост. разности темп-р $T_c - T_0$, наз. калориметрами с пост. теплообменом. У калориметров с изотермич. оболочкой постоянна темп-ра T_0, а T_c является ф-цией L. В адиабатич. калориметрах темп-ра оболочки регулируется так, чтобы она была всегда близка к меняющейся темп-ре калориметрич. системы. Часто это позволяет уменьшить теплообмен за время эксперимента до незначит. величины. В случае необходимости в результаты непосредств. измерений вводится поправка на теплообмен, метод расчёта к-рой основан на пропорциональности теплового потока между калориметром и оболочкой по разности их темп-р (закон теплообмена Ньютона), если эта разность невелика (~3—4 °С). Для калориметра с изотермич. оболочкой теплоты хим. реакций могут быть определены с погрешностью до 0,01%. Если размеры калориметра малы, темп-ра его меняется более чем на 2—3 °С, а исследуемый процесс продолжителен, то при изотермич. оболочке теплообмен может составлять 15—20% от измеряемой величины. В этих случаях целесообразнее применять адиабатич. оболочку. С помощью адиабатич. калориметров определяют теплоёмкости твёрдых и жидких тел в области темп-р от 0,1 до 1000 К. Адиабатич. оболочка — лёгкая металлич. ширма, снабжённая нагревателем, уменьшает теплообмен настолько, что темп-ра калориметра меняется лишь на неск. десятитысячных °С/мин.

Лит.: Попов М. М., Термометрия и калориметрия, 2 изд., М., 1954; Кальве Э., Прат А., Микрокалориметрия, пер. с франц., М., 1963; Скуратов С. М., Колесов В. П., Воробьев А. Ф., Термохимия, ч. 1—2, М., 1964—66.

В. А. Соколов.

КАЛО́РИЯ (от лат. calor — тепло; кал, cal) — внесистемная единица количества теплоты. 1 кал = =4,1868 Дж (точно). Применявшаяся в термохимии К. равнялась 4,1840 Дж. Т. н. 15-градусная К. равна 4,1855 Дж.

КАЛУ́ЦЫ — КЛЕ́ЙНА ТЕО́РИЯ — теория поля в пятимерном пространстве-времени (одна временна́я и четыре пространств. координаты), объединяющая эл.-магн. и гравитац. взаимодействия на геом. основе. Предложена Т. Калуцей (Th. Kaluza, 1921) и О. Клейном (O. Klein, 1926). Впоследствии над её развитием много лет работал А. Эйнштейн. Дополнительная, пятая координата, вводимая в К.— К. т., является компактной (её значения лежат на окружности) и имеет настолько малый размер, что для макроскопич. наблюдателя она не заметна (все измеряемые наблюдателем физ. величины не зависят от значения пятой координаты). Осн. результат К.— К. т. состоит в том, что лагранжиан гравитац. взаимодействия в пятимерном пространстве-времени, в качестве к-рого (по аналогии с *общей теорией относительности* Эйнштейна) берётся след пятимерного *Риччи тензора*, с точки зрения четырёхмерного макроскопич. наблюдателя представляется как сумма лагранжиана эйнштейновской теории гравитации в четырёхмерном пространстве-времени и лагранжиана максвелловской теории эл.-магн. взаимодействия. При этом смешанные компоненты *метрического тензора* пятимерного пространства-времени g_{A4} (где $A = 0, 1, 2, 3$ соответствует обычным пространственно-временны́м координатам) интерпретируются как четырёхмерный вектор-потенциал эл.-магн. поля.

Первоначальная К.— К. т. имеет чисто историч. интерес, поскольку в ней нет места для элементарных частиц с полуцелым спином (фермионов), а также для сильного и слабого взаимодействий. Однако сама идея многомерных единых теорий поля переживает новый расцвет в связи с успехами теорий *суперсимметрии*, *супергравитации* и *суперструн*. В совр. теориях типа К.— К. т. рассматривается искривлённое пространство-время размерности $4+d$ и предполагается, по аналогии с первоначальной К.— К. т., что дополнительные d измерений к.-л. образом компактифицируются в замкнутое d-мерное пространство (в нек-рых вариантах — в d-мерную сферу) с характерными размерами порядка т. н. планковской длины $l_{Pl} = \sqrt{G\hbar/c^3} \approx$ $\approx 10^{-33}$ см, где G — ньютоновская гравитац. постоянная. Симметрия этого d-мерного пространства определяет *внутренние симметрии* и калибровочные симметрии (см. *Калибровочная инвариантность*) сильного, эл.-магн. и слабого взаимодействий. В теорию может быть включена суперсимметрия, что позволяет объединить бозоны и фермионы. С точки зрения четырёхмерного макроскопич. наблюдателя такая теория содержит бесконечное число квантовых полей с разл. спинами. При этом кванты тех полей, к-рые не зависят от координат d-мерного пространства, имеют массу $m \ll m_{Pl} = \hbar/l_{Pl}c \approx 10^{19}$ ГэВ/c^2, а остальные поля — очень тяжёлые ($m \geqslant m_{Pl}$) и поэтому не проявляются в лаб. экспериментах (m_{Pl} — *планковская масса*). Наиб. интерес представляет 10-мерная теория типа К.— К. т. ($d=6$), к-рая возникает в низкоэнергетич. ($\mathcal{E} \leqslant m_{Pl}c^2$) пределе более фундам. теории нелокальных объектов — суперструн. Нек-рые варианты теории суперструн не содержат ультрафиолетовых расходимостей при специальном выборе группы симметрии ($E_8 \times E_8$, к-рая далее нарушается до $E_6 \times E_8$) *великого объединения* сильного, эл.-магн. и слабого взаимодействий. Важно, что эта группа симметрии является удовлетворительной с точки зрения классификации элементарных частиц.

А. А. Старобинский.

КА́ЛЬЦИЙ (Calcium), Ca,— хим. элемент II группы периодич. системы элементов, ат. номер 20, ат. масса 40,08, относится к щелочноземельным металлам. При-

родный К. состоит из смеси 6 стабильных изотопов с массовыми числами 40, 42—44, 46 и 48, среди к-рых наиб. распространённый ^{40}Ca (96,94%), наименее — ^{46}Ca (0,003%). Электронная конфигурация внеш. оболочки $4s^2$. Энергии послед. ионизации 6,133, 11,872 и 50,914 эВ. Кристаллохим. радиус атома Ca 0,197 нм, иона Ca^{2+} 0,104 нм. Значение электроотрицательности 1,04.

В свободном виде — серебристо-белый металл, на воздухе темнеет, взаимодействуя с O_2, N_2, H_2O и др. При темп-рах 20—443 °С устойчива α-форма К. с гранецентрированной кубич. решёткой (постоянная решётки a=0,556 нм), при темп-ре от 443 °С до $t_{пл}$= =842 °С — β-форма с гексагональной решёткой. $t_{кип}$= =1495 °С (по др. данным, $t_{пл}$=852 °С, $t_{кип}$=1484 °С). Плотн. α-Ca 1,55 кг/дм³. Теплота плавления 8,4 кДж/моль, теплота испарения 152 кДж/моль, уд. теплоёмкость c_p=25,9 Дж/(моль·К) (0—100 °С). Коэф. теплового линейного расширения $2{,}2\cdot10^{-5}$ $К^{-1}$ (0—300 °С), теплопроводность 125 Вт/(м·К) (при 0—100 °С). Уд. сопротивление $3{,}8\cdot10^{-2}$ мкОм (при 20 °С), температурный коэф. электрич. сопротивления $4{,}57\times$ $\times10^{-3}$ $К^{-1}$. Модуль упругости 21—28 ГПа, предел прочности при растяжении 59 МПа, предел упругости 4 МПа, предел текучести 37 МПа. Тв. по Бринеллю 200—300 МПа.

В хим. соединениях проявляет степень окисления +2, химически активен. К. применяют в качестве геттера в электровакуумных приборах, монокристаллы CaF_2 (флюорита) используют в оптич. лазерной технике. Из радионуклидов практич. значение имеет β⁻-радиоактивный ^{45}Ca ($T_{1/2}$=162,6 сут).

С. С. Бердоносов.

КАМЕРА-ОБСКУ́РА (от лат. camera obscura — тёмная комната) — простейшее оптич. приспособление, позволяющее получать на экране изображения предметов. К.-о. представляет собой тёмный ящик с небольшим отверстием в одной из стенок, перед к-рым помещают рассматриваемый предмет. Лучи света, исходящие от разл. точек предмета, проходят через это отверстие и создают на противоположной стенке ящика (экране) действительное перевёрнутое изображение предмета. Оптимально резкое изображение получается, когда радиус отверстия r составляет 0,95 радиуса первой *Френеля зоны*: $r=0{,}95\sqrt{\lambda d}$, где λ — длина волны света, d — расстояние от отверстия до экрана.

С 17 в. К.-о. использовалась для наблюдения солнечных затмений и для получения перспективных рисунков, позднее была вытеснена линзовой камерой. К.-о. иногда применяется и в настоящее время благодаря тому, что даёт изображение, свободное от *дисторсии*, и позволяет фотографировать объекты в таких лучах, для к-рых нельзя подобрать линзы (напр., К.-о. используется при *диагностике плазмы*, при фотографировании в рентг. лучах).

КАНАЛИ́РОВАНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИ́Ц — движение заряж. частиц внутри монокристалла вдоль «каналов», образованных параллельными рядами атомов или плоскостей. К. з. ч. было предсказано М. Т. Робинсоном (M. T. Robinson) и О. С. Оэном (O. S. Oen) в 1961 и обнаружено в 1963. Различают аксиальное и плоскостное К. з. ч. Аксиальное К. з. ч. наблюдается, когда пучок быстрых заряж. частиц падает на монокристалл под малым углом к одной из кристаллографич. осей. При этом положительно заряж. быстрая частица (напр., протон), приближаясь к одной из цепочек атомов, параллельных кристаллографич. оси, в результате серии последоват. актов слабого рассеяния на упорядоченно расположенных атомах как бы плавно искривляет свою траекторию так, что наблюдается почти зеркальное отражение частицы от цепочки ($\vartheta_2\approx\vartheta_1$; рис. 1, кривая *а*). Из теории следует, что такого рода «зеркальность» наблюдается при $\vartheta_1<\vartheta_Л$, где $\vartheta_Л$ — т. н. угол Линдхарда, к-рый определяется соотношением:

$$\vartheta_Л=\sqrt{\frac{Z_1Z_2e^2}{\mathcal{E}l}}.$$

Здесь Z_1e, Z_2e — заряды движущейся частицы и ядра атома монокристалла, $\mathcal{E}$ — энергия частицы, l — расстояние между соседними атомами в цепочке. При таком движении частица в течение всего времени удерживается вдали от ядер, находящихся на оси цепочки. При увеличении ϑ_1 до значений $\vartheta_1>\vartheta_Л$ характер движения изменяется. Частица может испыты-

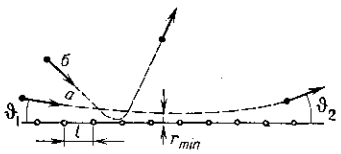


Рис. 1. Траектории заряженных частиц в кристалле при угле падения на грань кристалла $\vartheta<\vartheta_Л$ (кривая *а*) и при $\vartheta>\vartheta_Л$ (кривая *б*).

вать близкие столкновения с ядрами, в результате к-рых она рассеивается на большой угол (кривая *б*) и далее движется так же, как в неупорядоч. среде. Угол $\vartheta_Л$ составляет величину порядка долей градуса. В толще кристалла частица, движущаяся в режиме аксиального К. з. ч., испытывает последовательные акты «зеркального» отражения от разных цепочек. В поперечной плоскости движение такой частицы в общем случае представляет случайное блуждание (рис. 2).

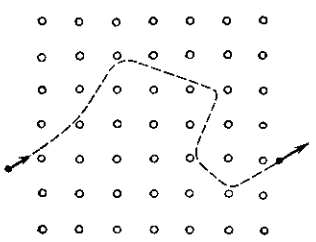


Рис. 2.

Плоскостное К. з. ч. наблюдается при падении пучка

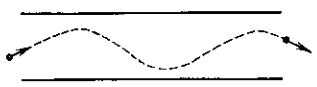


Рис. 3. Плоскостное каналирование.

под малым углом к кристаллографич. плоскости. В этом случае частицы попеременно отражаются от соседних плоскостей; их траектория напоминает синусоиду (рис. 3). При этом частица также удерживается вдали от ядер.

Наиб. ярко К. з. ч. может проявляться в угловых распределениях продуктов ядерных реакций на монокристаллической мишени (рис. 4). Резкое уменьшение интенсивности вылетающих частиц при $\vartheta_1=0$

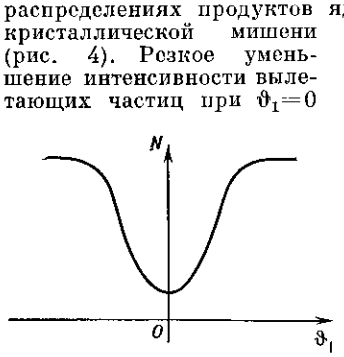


Рис. 4. Зависимость числа зарегистрированных частиц N — продуктов реакции от угла ϑ_1 между кристаллографической осью и направлением падающего пучка.

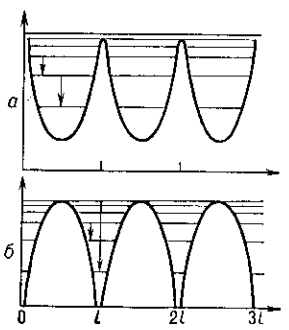


Рис. 5. Поперечный периодический потенциал V (l) для плоскостных каналов в случае позитронов (*а*) и электронов (*б*).

свидетельствует о том, что осн. часть падающего пучка попадает в режим К. з. ч., и вероятность столкновений с ядрами, а следовательно протекания ядерных реакций существенно снижается.

Удержание каналированных частиц вдали от оси цепочки приводит и к др. физ. явлениям. Так, при

$\vartheta_1 < \vartheta_л$ уменьшается выход характеристич. рентг. лучей от внутр. электронных оболочек. Каналированные частицы имеют существенно большие пробеги по сравнению с частицами, движущимися в отсутствие К. з. ч. Это связано, с одной стороны, с тем, что отсутствие близких столкновений с ядрами уменьшает ядерные потери энергии, а с другой — траектория каналированных частиц лежит в области пониж. электронной плотности; при этом ионизац. потери уменьшаются.

Первоначально К. з. ч. наблюдалось для пучков положительно заряженных лёгких ионов (протоны, дейтроны, α-частицы) при энергии порядка 1 МэВ. В этом случае из-за малости длины *волны де Бройля* движущегося иона характер его движения можно описать классически в виде последовательности столкновений с упорядоченно расположенными атомами кристалла.

В случае движения более лёгких частиц (электронов и позитронов) часто существенны квантовые эффекты. На рис. 5 параболами приближённо изображена форма поперечного периодич. потенциала V для плоскостных каналов в случае позитронов (рис. 5, *а*) и электронов (рис. 5, *б*). Горизонтальными линиями изображены энергетич. уровни поперечной составляющей движения частиц в кристалле. Стрелками указаны нек-рые из возможных квантовых переходов (соответствующее этим переходам эл.-магн. излучение наблюдается). Каналированные позитроны движутся в «пустотах», а электроны — в областях, «занятых» ядрами кристалла. Это различие имеет следствия: позитроны движутся в режиме К. з. ч. относительно продолжит. время, электроны же имеют повыш. вероятность рассеяться на ядрах на большой угол, так что их «длина каналирования» существенно меньше. Процесс выбывания частиц из режима каналирования наз. деканалированием. Скорость деканалирования определяется зарядом и энергией движущейся частицы и характеристиками кристалла (заряд ядер, темп-ра, *дефекты* и др.).

К. з. ч. имеет ряд приложений. Одно из них — т. н. метод обратного рассеяния на монокристаллах. Пучок падающих частиц направляется вдоль кристаллографич. осей или плоскостей, измеряется энергетич. спектр продуктов рассеяния или ядерных реакций. Любые отклонения от идеальной решётки (температурные колебания атомов, дефекты) приводят к характерному искажению

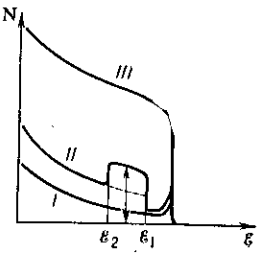


Рис. 6. Энергетический спектр рассеянных частиц при рассеянии на бездефектном кристалле (I); в кристалле, у которого на некоторой глубине располагается слой со значительным количеством дефектов (II); $\mathcal{E}_1$ и $\mathcal{E}_2$ — энергии частиц, рассеянных на передней и задней стенках этого слоя; высота пика на кривой II определяет концентрацию дефектов; III—отсутствие каналирования.

энергетич. спектра (рис. 6). Методом обратного рассеяния удаётся экспериментально определять положение примесных атомов в ячейке кристалла, исследовать структуру поверхностного слоя монокристалла и др.

К. з. ч. необходимо учитывать при *ионной имплантации*, т. к. при определ. условиях оно может привести к расширению имплантированного слоя и усложнению его структуры.

К. з. ч. относится к группе т. н. ориентац. эффектов, возникающих при взаимодействии быстрых заряж. частиц с кристаллами (см. также *Теней эффект*).

Лит.: Тулинов А. Ф., Влияние кристаллической решетки на некоторые атомные и ядерные процессы, «УФН», 1965, т. 87, с. 585; Линдхард Й., Влияние кристаллической решетки на движение быстрых заряжённых частиц, там же, 1969, т. 99, с. 249; Кумахов М. А., Ширмер Г., Атомные столкновения в кристаллах, М., 1980.

А. Ф. Тулинов.

КАНДЕ́ЛА (от лат. candela — свеча) (кд, cd) — единица силы света, одна из основных СИ; равна силе света в заданном направлении источника, испускающего монохроматич. излучение частотой $540 \cdot 10^{12}$ Гц, энергетич. сила света к-рого в этом направлении 1/683 Вт/ср.

КАНОНИ́ЧЕСКИЕ ПЕРЕМЕ́ННЫЕ — независимые между собой переменные, входящие в т. н. канонич. ур-ния механики (см. *Гамильтона уравнения*) и определяющие состояние механич. системы в любой момент времени. Число К. п. равно $2s$, где s — число степеней свободы системы. В качестве К. п. обычно выбирают обобщённые координаты q_i и обобщённые импульсы p_i ($i=1, 2, \ldots, s$).

С помощью т. н. *канонических преобразований* можно перейти от q_i и p_i к другим К. п. $Q_i(q_i, p_i, t)$, $P_i(q_i, p_i, t)$, к-рые могут иметь др. физ. смысл.

КАНОНИ́ЧЕСКИЕ ПРЕОБРАЗОВА́НИЯ — преобразования $q,\ p \to Q(p, q)$, $P(p, q)$ (обобщённых) координат и (обобщённых) импульсов, сохраняющие *Пуассона скобки*:

$$\{P_i, Q_j\} \equiv \sum_k \left(\frac{\partial P_i}{\partial p_k} \cdot \frac{\partial Q_j}{\partial q_k} - \frac{\partial P_i}{\partial q_k} \cdot \frac{\partial Q_j}{\partial p_k} \right) = \{p_i, q_j\} = \delta_{ij},$$

$$\{P_i, P_j\} = \{Q_i, Q_j\} = 0$$

($k=1, \ldots, n$, n — число степеней свободы системы, δ_{ij} — *Кронекера символ*). К. п. сохраняют канонич. вид *Гамильтона уравнений* и нормировку *Гамильтона функции* $H(p, q, t)$. При К. п. фигурирующее в вариационном *наименьшего действия принципе* выражение $\sum_k p_k dq_k - H dt$ может меняться лишь на полный дифференциал:

$$\sum_k p_k\, dq_k - H\, dt = \sum_k P_k\, dQ_k - H'\, dt + dF.$$

Здесь F — производящая функция К. п. Если она зависит от старых и новых координат, $F(q, Q)$, то явный вид К. п. находится из соотношений $p_i = \partial F/\partial q_i$, $P_i = \partial F/\partial Q_i$, а новая ф-ция Гамильтона

$$H'(P, Q, t) = H(p, q, t) + \partial F/\partial t.$$

Остальные возможности (всего их 2^{2n}), когда F зависит от i старых координат, $n-i$ старых импульсов, j новых координат и $n-j$ новых импульсов, получаются из данной *Лежандра преобразованием*.

К. п. сохраняют интеграл $\oint \sum_k p_k dq_k$ по замкнутой кривой в *фазовом пространстве* и элемент фазового объёма $\prod_k dp_k dq_k$. Последнее обстоятельство используется при заменах переменных в *функциональном интеграле*. Для F, не зависящих явно от времени, сохраняется и ф-ция Гамильтона. Для тождественного К. п. $F = \sum_k P_k q_k$. Бесконечно малые К. п. с $F = \sum_k P_k q_k - \varepsilon f(P_k, q_k; \varepsilon)$ удовлетворяют ур-ниям Гамильтона $\partial P_i/\partial \varepsilon = -\partial h/\partial q_i$, $\partial Q_i/\partial \varepsilon = \partial h/\partial p_i$ с ф-цией Гамильтона $h = f(P, q; 0)$. Поэтому движение системы (параметр ε интерпретируется как время t) само есть К. п. Преобразования симметрии, сохраняющие *действие* $S = \int_{t_2}^{t_1} \left(\sum_k p_k dq_k - H dt \right)$, очевидным образом являются К. п.

Благодаря свойствам К. п. равноправны все выборы канонич. переменных классич. системы; в её фазовом

пространстве можно взять любую систему координат, связанную К. п. с декартовой, в к-рой q, p — обычные координаты и импульсы.

В квантовой механике такого равноправия нет. Постулат *канонического квантования*, заменяющий скобки Пуассона $\{p_i, q_j\}=\delta_{ij}$ канонич. *перестановочными соотношениями* $[\hat{p}_i, \hat{q}_j]=-i\hbar\delta_{ij}$, формулируется для декартовой системы координат. Конкретный выбор гильбертова пространства $\mathcal{H}$ векторов состояний системы и реализация $\hat{p}$, $\hat{q}$ как самосопряжённых (эрмитовых) операторов в этом пространстве (их общая область определения должна быть плотной в $\mathcal{H}$) наз. п р е д с т а в л е н и е м. К. п. в квантовой механике наз. преобразования представлений, сохраняющие канонич. перестановочные соотношения (см. *Представлений теория*).

Для систем с конечным числом степеней свободы все представления канонич. перестановочных соотношений унитарно эквивалентны (теорема фон Неймана): для любых двух представлений операторов $\hat{\alpha}$, $\hat{\alpha}'$ и векторов состояний ψ, ψ' существует унитарный оператор U, такой, что $\hat{\alpha}'=U\hat{\alpha}U^{+}$, $\psi'=U\psi$ (знак $+$ означает эрмитово сопряжение). Т. о., К. п. конечномерных квантовых систем всегда могут быть реализованы как унитарные преобразования, и поэтому они сохраняют спектры операторов, средние значения и др. динамич. характеристики. Напр., переход от шрёдингерова к гейзенбергову описанию эволюции системы (см. *Шрёдингера представление*, *Гейзенберга представление*) является унитарным преобразованием, зависящим от времени, с $U(t, t_0)=\exp\{-i\hat{H}(t-t_0)\}$, где $\hat{H}$ — оператор Гамильтона (*гамильтониан*).

Для бесконечномерных квантовых систем теорема фон Неймана неверна: существуют К. п., не сводящиеся к унитарным, и соответственно неэквивалентные представления канонич. перестановочных соотношений. Такие К. п. могут менять спектры операторов и в этом случае дают матем. описание важных физ. эффектов — появление *голдстоуновских бозонов* при *спонтанном нарушении симметрии*, *Хиггса механизм*, изменение спектра состояний системы при фазовых переходах и др. К. п. является стандартным приёмом нахождения спектра элементарных возбуждений (*квазичастиц*) в статистич. физике. Примером такого К. п. служат *Боголюбова канонические преобразования*, с помощью к-рых находятся эти спектры для слабонеидеальных бозе- и ферми-систем.

Лит.: Г о л д с т е й н Г., Классическая механика, пер. с англ., 2 изд., М., 1975; Д и р а к П., Принципы квантовой механики, пер. с англ., 2 изд., М., 1979; Б е р е з и н Ф. А., Метод вторичного квантования, 2 изд., М., 1986; А р н о л ь д В. И., Математические методы классической механики, 2 изд., М., 1979; Э м х Ж., Алгебраические методы в статистической механике и квантовой теории поля, пер. с англ., М., 1976.

Б. В. Медведев, В. П. Павлов.

КАНОНИ́ЧЕСКИЕ УРАВНЕ́НИЯ МЕХА́НИКИ — см. *Гамильтона уравнения.*

КАНОНИ́ЧЕСКИЙ ФОРМАЛИ́ЗМ — то же, что *гамильтонов формализм.*

КАНОНИ́ЧЕСКОЕ КВАНТОВА́НИЕ в к в а н т о в о й м е х а н и к е — квантование на основе гамильтонова (иначе — канонич.) формализма, аналогичного гамильтонову формализму классич. механики.

В канонич. формализме осн. переменными являются обобщённые координаты q_k и сопряжённые им (относительно ф-ции Лагранжа L или ф-ции Гамильтона H) обобщённые (канонич.) импульсы $p_k=\partial L/\partial\dot{q}$. Выражая ф-цию Гамильтона консервативной системы с конечным числом степеней свободы N (полную энергию системы) через канонич. переменные q_k, p_l ($k, l=1, 2, \ldots, N$), ур-ния движения в классич. механике можно записать в виде:

$$\dot{F}=\{F, H\}, \qquad (1)$$

где

$$\{A, B\}=\sum_l\left(\frac{\partial A}{\partial q_l}\frac{\partial B}{\partial p_l}-\frac{\partial B}{\partial q_l}\frac{\partial A}{\partial p_l}\right) — \qquad (2)$$

классич. скобка Пуассона, а $F(q, p)$ — динамич. переменная, не зависящая явно от времени (через q, p обозначена совокупность всех q_k, p_l). Поэтому, в частности,

$$\{q_k, p_l\}=\delta_{kl}, \quad \{q_k, q_l\}=\{p_k, p_l\}=0, \qquad (3)$$

$$\dot{q}_k=\{q_k, H\}, \quad \dot{p}_l=\{p_l, H\} \qquad (4)$$

(δ_{kl} — *Кронекера символ*).

Постулат К. к. состоит в замене переменных q, p на соответствующие *операторы*, действующие на волновую ф-цию состояния, причём *перестановочные соотношения* для этих операторов и квантовые ур-ния движения для них получаются из (3) и (4) по «правилу соответствия»: классич. скобка Пуассона заменяется на квантовую скобку Пуассона

$$\{A, B\}\longrightarrow\{A, B\}_{\text{квант}}=\frac{1}{i\hbar}[A, B], \qquad (5)$$

определённую через коммутатор операторов A, B:

$$[A, B]=AB-BA.$$

Поэтому ф-лы (3) превращаются в коммутац. соотношения

$$[q_k, p_l]=i\hbar\delta_{kl}, \quad [q_k, q_l]=[p_k, p_l]=0, \qquad (6)$$

а квантовые ур-ния движения принимают вид

$$i\hbar\dot{F}(q, p)=[F(q, p), H(q, p)], \qquad (7)$$

где H — *гамильтониан* квантовомеханич. системы.

В к в а н т о в о й т е о р и и п о л я ф-лы К. к. принимают специфич. форму, отражающую бесконечное число степеней свободы и непрерывный характер переменных, к-рыми характеризуется поле. В качестве обобщённых координат оказывается естественным выбрать значения ф-ции поля $\varphi(x, t)$ в к.-л. произвольный, но фиксированный момент времени $t=t_0$:

$$q_k\longrightarrow q(x)=\varphi(x, t_0).$$

Индекс k, т. о., становится непрерывным и трёхмерным. Канонич. импульс $\pi(x, t_0)$ удобно определить через *лагранжиан* поля, точнее через плотность лагранжиана, L:

$$\pi(x, t_0)=\frac{\partial L}{\partial\dot{\varphi}(x, t_0)}. \qquad (8)$$

Тогда перестановочные соотношения для обобщённых координат и импульсов поля примут «непрерывный» вид т. н. одновременных перестановочных соотношений:

$$[\varphi(x, t_0), \pi(x', t_0)]=i\hbar\delta(x-x'),$$

$$[\varphi(x, t_0), \varphi(x', t_0)]=[\pi(x, t_0), \pi(x', t_0)]=0 \qquad (9)$$

[$\delta(x-x')$ — трёхмерная ф-ция Дирака], а форма ур-ний движения по сравнению с (7) не изменится.

В к в а н т о в о й т е о р и и р е л я т и в и с т с к и х п о л е й важную роль играют ковариантные перестановочные соотношения вида

$$[\varphi(x, t), \varphi(x', t')]=i\hbar\Delta(x-x', t-t')=i\hbar\Delta(x-x'), \qquad (10)$$

где Δ — нек-рая перестановочная ф-ция (x, x' — четырёхмерные координаты). Переход от одновременных перестановочных соотношений (9) к разновременным (10) требует решения ур-ний движения для поля $\varphi(x)$ и на практике оказывается возможным лишь для свободных полей.

Лит.: Г а й т л е р В., Квантовая теория излучения, пер. с англ., [2 изд.], М., 1956, гл. 2; В е н т ц е л ь Г., Введение в квантовую теорию волновых полей, пер. с нем., М.—Л., 1947, гл. 1; Б о г о л ю б о в Н. Н., Ш и р к о в Д. В., Квантовые поля, М., изд. 2, 1990, § 6.

Д. В. Ширков.

КАНОНИ́ЧЕСКОЕ РАСПРЕДЕЛЕ́НИЕ ГИ́ББСА — распределение вероятностей состояний статистич. ансамбля систем, к-рые находятся в тепловом равновесии со средой (термостатом) и могут обмениваться с ней энергией при пост. объёме и пост. числе частиц; соответствует канонич. ансамблю Гиббса. К. р. Г. установлено Дж. Гиббсом (J. Gibbs) в 1901.

Равновесная ф-ция распределения $f(p, q)$ зависит от координат и импульсов p, q всех частиц лишь через Гамильтона ф-цию $H_N(p, q)$ системы N частиц:

$$f(p, q) = Z^{-1} \exp[-H_N(p, q)/kT],$$

где T — абс. темп-ра, Z — *статистический интеграл*, определяемый из условия нормировки f и равный

$$Z = (N!h^{3N})^{-1} \int \exp[-H_N(p, q)/kT]\, dp\, dq,$$

где интегрирование ведётся по фазовому пространству всех частиц, $dpdq = dp_1 dq_1 \ldots dp_N dq_N$, h — постоянная Планка. Т. о., Z является ф-цией T, N и объёма V.

К. р. Г. можно получить, если рассматривать совокупность данной системы и термостата как одну замкнутую изолиров. систему и применить к ней *микроканоническое распределение Гиббса*. Тогда малая подсистема, ф-цию распределения к-рой можно найти интегрированием по фазовым переменным термостата, описывается К. р. Г. (теорема Гиббса).

В квантовой статистике статистич. ансамбль характеризуется распределением вероятностей w_i квантовых состояний системы с энергией $\mathcal{E}_i$. К. р. Г. для квантовых систем имеет след. вид:

$$w_i = Z^{-1} \exp(-\mathcal{E}_i/kT),$$

где Z — статистич. сумма, определяемая из условия нормировки ($\sum_i w_i = 1$) и равная $Z = \sum_i \exp(-\mathcal{E}_i/kT)$, суммирование ведётся по всем квантовым состояниям допустимой симметрии.

К. р. Г. в квантовом случае можно представить с помощью статистического оператора (*матрицы плотности*) $\rho = Z^{-1}\exp(-H/kT)$, где H — гамильтониан системы. Такая форма К. р. Г. удобна для приложений, особенно с использованием представления вторичного квантования для гамильтониана.

К. р. Г. как в классич., так и в квантовом случае позволяет вычислить свободную энергию (*Гельмгольца энергию*) в переменных T, V, N, равную $F = -kT \ln Z$, где Z — статистич. интеграл или статистич. сумма. К. р. Г. соответствует максимуму информац. энтропии при заданной средней энергии и при сохранении нормировки.

Лит. см. при ст. *Гиббса распределения*. *Д. Н. Зубарев.*

КАО́НЫ — то же, что *К-мезоны*.

КА́ПЕЛЬНАЯ МОДЕ́ЛЬ ЯДРА́ — одна из самых ранних моделей атомного ядра, предложенная Н. Бором (N. Bohr) и К. Ф. фон Вайцзеккером (C. F. von Weizsäcker) и развитая Дж. Уилером (J. Wheeler), Я. И. Френкелем и др. (1935—39), в к-рой ядро рассматривается как практически несжимаемая капля жидкости чрезвычайно большой плотности.

Полная масса ядра, состоящего из Z протонов и $N = A - Z$ нейтронов (A — число нуклонов), меньше суммы масс составляющих его нуклонов на величину энергии связи, удерживающей нуклоны в ядре. Ср. энергия связи в расчёте на 1 нуклон почти для всех стабильных ядер при $A > 50$ постоянна (~8—9 МэВ, рис. 1). Это постоянство, а также постоянство плотности массы для разных ядер (объём ядра пропорционален числу нуклонов A) непосредственно привели к К. м. я.

К. м. я. нашла своё выражение в полуэмпирич. ф-ле для энергии связи ядра (*Вайцзеккера формула*):

$$\mathcal{E}_{св} = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c Z^2/A^{1/3} - a_T (N-Z)^2/A + a_p \delta A^{-1/2}. \quad (1)$$

Здесь a_s, a_c, a_T, a_p — константы (см. ниже), a_v — энергия связи на 1 нуклон для бесконечно большого ядра, не имеющего поверхности (ядерной материи), а первый член суммы — объёмная энергия. Нуклоны, располагающиеся на поверхности ядра, имеют меньшее число связей с др. нуклонами, чем внутренние. Поэтому для реального ядра конечных размеров нужно учитывать поверхностный вклад в $\mathcal{E}_{св}$, пропорциональный поверхности ядра, т. е. $A^{2/3}$, и уменьшающий полную энергию связи (второй член суммы). Если учесть только объёмное и поверхностное слагаемые, то все ядра — изобары должны быть устойчивыми независимо от значений Z и N. В действительности устойчивы в области лёгких ядер лишь ядра с $Z = N$, а в области тяжёлых ядер — с $N > Z$. Это учитывается введением 3-го (кулоновская энергия) и 4-го (энергия симметрии ядра) слагаемых в (1). Слагаемое, отвечающее кулоновской энергии, возникает из-за отталкивания протонов, что должно благоприятствовать появлению стабильных нейтронно-избыточных ядер — изобар. Если ядро — шар радиусом $r_c \sim A^{1/3}$ и протоны в нём распределены однородно, то кулоновская энергия ядра $\sim Z^2/A^{1/3}$, т. е. тем меньше, чем меньше Z.

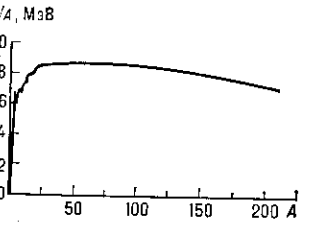
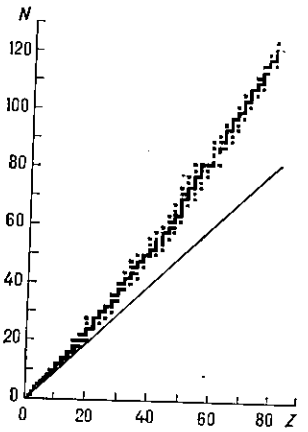


Рис. 1. Энергия связи в расчёте на 1 нуклон для разных ядер.

Экспериментальные факты, однако, свидетельствуют о том, что стабильны не все ядра — изобары с избытком нейтронов, а только заключённые в узкой полосе на диаграмме NZ (рис. 2). Это учитывается т. н. изотопич. членом или энергией симметрии (4-е слагаемое), роль к-рой иллюстрирует кривая зависимости *дефекта масс* Δ от Z для всех изобар с определённым A (рис. 3). Ядро, лежащее на дне «долины», стабильно, ядра, располагающиеся на её склонах, не стабильны, они «скатываются» на дно в результате β-распада. Энергия симметрии возникает по той причине, что запрет Паули ослабляет взаимодействие между одноимёнными нуклонами.



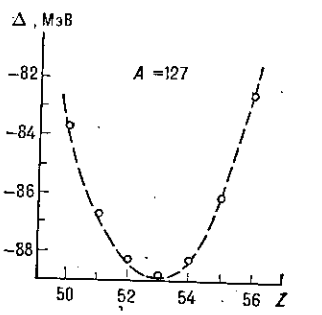


Рис. 2. Полоса стабильных ядер на NZ-диаграмме; каждое стабильное ядро — зачернённый квадратик; сплошная линия соответствовала бы $Z = N$.

Рис. 3. Зависимость дефекта массы Δ от Z для изобарных ядер с $A = 127$.

Т. о., энергия симметрии описывает тенденцию ядра быть наиб. стабильным при $A = 2Z$. Однако кулоновское отталкивание протонов препятствует этому, так что стабильные тяжёлые ядра имеют $A > 2Z$. Энергия симметрии более сильно зависит от относит. плотности нейтронов и протонов, чем кулоновская энергия, что приводит с учётом малой сжимаемости ядер-

ной жидкости к почти постоянной плотности заряда внутри ядра.

При более детальном изучении энергии связи ядер выяснилось, что $\mathcal{E}_{св}$ систематически изменяется в зависимости от того, чётные или нечётные Z и N. Это можно объяснить наличием парных корреляций нуклонов между одноимёнными нуклонами, что приводит к дополнит. энергии связи и описывается последним слагаемым в ф-ле (1): $\delta=0$ для нечётного A, $\delta=-1$ для чётных A и чётных Z и $\delta=1$ для чётных A и нечётных Z.

Все константы в ф-ле (1) определяются «подгонкой» энергии связи под экспериментально измеренные массы ядер: $a_v=15{,}56$ МэВ, $a_s=17{,}23$ МэВ, $a_c=0{,}697$ (для $r_c=1{,}24$ фм) МэВ, $a_T=23{,}28$ МэВ, $a_p=12$ МэВ. В среднем ф-ла (1) хорошо описывает массы ядер. Отклонения ($\leqslant 1\%$, т. е. ~ 10—20 МэВ) наблюдаются вблизи *магических ядер*, к-рые оказываются более сильно связанными, чем в среднем. Отклонения связаны с оболочечной структурой и деформацией ядер (см. *Оболочечная модель ядра*, *Деформированные ядра*). Оболочечная поправка к энергии связи возбуждённого ядра быстро уменьшается с увеличением возбуждения. Для ядер с $A>200$ оболочечная поправка практически исчезает при энергии возбуждения 30—50 МэВ.

К. м. я. описывает процесс *деления ядер* как результат квадрупольной деформации поверхности капли, приводящей к образованию двух ядер [Л. Майтнер (L. Meitner), О. Фриш (O. Frisch), Н. Бор, Уилер, Френкель]. Для несжимаемой ядерной жидкости с резким краем деформация капли изменяет только поверхностную $\mathcal{E}_s$ и кулоновскую $\mathcal{E}_c$ энергии, так что поведение капли при делении определяется одним безразмерным параметром:

$$x=\frac{\mathcal{E}_c^0}{2\mathcal{E}_s^0}=\frac{Z^2A^{-1}}{(Z^2A^{-1})_{кр}}\,,\quad (Z^2A^{-1})_{кр}\approx 50, \qquad (2)$$

наз. параметром делимости. Здесь $\mathcal{E}_c^0$ и $\mathcal{E}_s^0$ — кулоновская и поверхностная энергии для сферич. ядра (в К. м. я. ядро в основном состоянии имеет сферич. форму). При $x<1$ возникает потенц. барьер (барьер деления) $\mathcal{E}_f$, к-рый при $1-x\ll 1$ равен:

$$\mathcal{E}_f=\mathcal{E}_s^0\left\{\frac{98}{135}(1-x)^3+\ldots\right\}. \qquad (3)$$

На вершине барьера капля имеет форму вытянутого сфероида, а при меньших значениях x — гантелеобразную форму. Барьер деления увеличивается с уменьшением x. Для ядер в области W—Hg $\mathcal{E}_f\sim 25$—20 МэВ; согласие наблюдаемых барьеров деления с вычисленными в К. м. я. означает, что член, пропорциональный $A^{2/3}$ в (1), имеет смысл поверхностной энергии. При $x\geqslant 1$ барьер деления исчезает, т. е. у ядра нет устойчивого состояния. Это справедливо при большой энергии возбуждения. В основном же состоянии ядра в образовании барьера деления при $x\to 1$ важную роль играют оболочечные поправки.

Если капля ядерной жидкости вращается, то её свойства зависят помимо параметра делимости x от безразмерного параметра y, равного отношению энергии вращения сферич. капли к её поверхностной энергии $\mathcal{E}_s$. Для $x>0{,}81$ при $y>y_0=\frac{2}{5}(1-x)^2$ у вращающейся капли нет устойчивого состояния. При $y<y_0$ в минимуме энергии капля имеет форму сплюснутого сфероида, а барьер деления:

$$\mathcal{E}_f=\mathcal{E}_s^0\left\{\frac{49}{135}(1-x)^3\left[1+g\frac{y}{y_0}+\left(1+3\frac{y}{y_0}\right)^{3/2}\right]+\ldots\right\}. \qquad (4)$$

Для $x<0{,}81$ с ростом энергии вращения сплюснутый сфероид сменяется трёхосной фигурой. Изменение симметрии равновесной фигуры вращающегося ядра происходит, когда с увеличением угл. момента сплюснутые двухосные эллипсоиды переходят в трёхосные эллипсоиды Якоби. При ещё больших y трёхосные фигуры теряют устойчивость — у вращающейся капли нет устойчивого равновесия.

Существуют помимо (1) другие полуэмпирич. ф-лы капельной модели для $\mathcal{E}_{св}$, отличающиеся лишь учётом того или иного числа поправочных членов. Гл. поправка возникает из-за диффузного распределения плотности на границе ядра. Диффузность влияет на энергию симметрии, кулоновскую и поверхностную энергии. Вводятся также поправки, учитывающие сжимаемость ядерной жидкости и др. Величина поправок обычно больше неск. Мэв, а их число $n>10$. Зависимость этих поправок от A и Z не позволяет надёжно определить соответствующие эмпирич. константы в ф-ле (1). Это возможно потому, что изменения A и Z для известных масс ядер происходят в относительно узкой области долины β-стабильных ядер (рис. 2).

Лит.: Кравцов В. А., Массы атомов и энергии связи ядер, 2 изд., М., 1974; Myers W. D., Development of the semiempirical droplet model, «Atom. data and nucl. data tables», 1976, v. 17, № 5—6, p. 411; Бор О., Моттельсон Б., Структура атомного ядра, пер. с англ., т. 2, М., 1977.

Г. А. Пик-Пичак.

КАПИЛЛЯ́РНАЯ КОНДЕНСА́ЦИЯ — *конденсация* пара в капиллярах и микротрещинах пористых тел, а также в промежутках между тесно сближенными твёрдыми частицами или телами. Необходимое условие К. к.— *смачивание* жидкостью поверхности тела (частиц). К. к. начинается с *адсорбции* молекул пара поверхностью конденсации и образования менисков жидкости. Т. к. имеет место смачивание, форма менисков в капиллярах вогнутая и давление насыщенного пара над ними p, согласно *Кельвина уравнению*, ниже, чем давление насыщ. пара p_0 над плоской поверхностью. Т. о., К. к. происходит при более низких, чем p_0, давлениях. Объём жидкости, сконденсировавшейся в порах, достигает предельной величины при $p=p_0$. В этом случае поверхность раздела жидкость — газ имеет нулевую кривизну (плоскость, катеноид).

Сложная капиллярная структура пористого тела может служить причиной капиллярного гистерезиса — зависимости кол-ва сконденсировавшейся в капиллярах жидкости не только от p, но и от предыстории процесса, т. е. от того, как было достигнуто данное состояние: в процессе конденсации или же в ходе испарения жидкости.

К. к. увеличивает поглощение (сорбцию) паров пористыми телами, в особенности вблизи точки насыщения паров. Её используют для улавливания жидкостей тонкопористыми телами (сорбентами), она играет большую роль в процессах сушки, удержания влаги почвами, строительными и др. пористыми материалами (см. *Капиллярные явления*).

П. В. Чураев.

КАПИЛЛЯ́РНОЕ ДАВЛЕ́НИЕ — разность давлений по обе стороны искривлённой поверхности раздела двух жидкостей или жидкости и газа. Величина К. д. связана с поверхностным натяжением и радиусом ср. кривизны поверхности жидкости *Лапласа уравнением*. В случае вогнутой поверхности жидкости давление в ней понижено по сравнению с давлением в соседней фазе и К. д. $\Delta p<0$, для выпуклой поверхности $\Delta p>0$, для плоской поверхности $\Delta p=0$. К. д.— следствие действия сил поверхностного натяжения, к-рые направлены по касательной к поверхности, что приводит к появлению составляющей, направленной внутрь объёма контактирующих фаз. См. также *Капиллярные явления*.

Н. В. Чураев.

КАПИЛЛЯ́РНЫЕ ВО́ЛНЫ — *волны на поверхности жидкости*, свойства к-рых существенным образом определяются силами поверхностного натяжения, в отличие от гравитац. волн, для к-рых преобладает влияние силы тяжести. Резкого разграничения между этими двумя типами волн нет, но влияние гравитации обычно мало для достаточно коротких волн — ряби; к К. в. относят волны с длинами $<1{,}7$ см. К. в. могут возбуждаться либо непосредственно ветром, либо путём нелинейной трансформации на гребнях гравитац. волн; в свою оче-

редь, К. в. создают «шероховатость» поверхности, способствующую генерации гравитац. волн ветром. К. в. существенно влияют на процессы отражения и рассеяния эл.-магн. и акустич. волн водной поверхностью, в частности на её оптич. свойства (области пониж. уровня К. в. видны как гладкие пятна или полосы).

Л. А. Островский.

КАПИЛЛЯ́РНЫЕ ЯВЛЕ́НИЯ — совокупность явлений, обусловленных действием межфазного поверхностного натяжения на границе раздела несмешивающихся сред; к К. я. обычно относят явления в жидкостях, вызванные искривлением их поверхности, граничащей с др. жидкостью, газом или собств. паром. К. я.— частный случай поверхностных явлений.

В отсутствие силы тяжести поверхность жидкости искривлена всегда. Под воздействием поверхностного натяжения ограниченный объём жидкости стремится принять форму шара, т. е. занять объём с мин. поверхностью. Силы тяжести существенно меняют картину. Жидкость с относительно малой вязкостью быстро принимает форму сосуда, в к-рый налита, причём её свободная поверхность (не граничащая со стенками сосуда) в случае достаточно больших масс жидкости и большой площади свободной поверхности практически плоская. Однако по мере уменьшения массы жидкости роль поверхностного натяжения становится более существенной, чем сила тяжести. Так, напр., при дроблении жидкости в газе (или газа в жидкости) образуются капли (пузырьки) сферич. формы. Свойства систем, содержащих большое кол-во капель или пузырьков (эмульсии, жидкие аэрозоли, пены), и условия их формирования во многом определяются кривизной поверхности этих образований, то есть К. я. Большую роль К. я. играют и в зародышеобразовании при конденсации пара, кипении жидкостей, кристаллизации.

Искривление поверхности жидкости может происходить также в результате её взаимодействия с поверхностью др. жидкости или твёрдого тела. В этом случае существенно наличие или отсутствие *смачивания* жидкостью этой поверхности. Если имеет место смачивание, т. е. молекулы жидкости *1* (рис. 1) сильнее взаимодействуют с поверхностью твёрдого тела *3*, чем с молекулами др. жидкости (или газа) *2*, то под воздействием разности сил межмолекулярного взаимодействия жидкость поднимается по стенке сосуда и примыкающий к твёрдому телу участок поверхности жидкости будет искривлён. Гидростатич. давление, вызванное подъёмом уровня жидкости, уравновешивается *капиллярным давлением* — разностью давлений над и под искривлённой поверхностью, величина к-рого связана с локальной кривизной поверхности жидкости.

Если сближать плоские стенки сосуда с жидкостью, то зоны искривления перекроются и образуется мениск — полностью искривлённая поверхность. В таком капилляре в условиях смачивания под вогнутым мениском давление понижено, жидкость поднимается; вес столба жидкости выс. h_0 уравновешивает капиллярное давление Δp. В условиях равновесия

$$-\Delta p = (\rho_1 - \rho_2)\, g h_0 = -2\sigma_{12}/r, \qquad (1)$$

где ρ_1 и ρ_2 — плотности жидкости *1* и газа *2*, σ_{12} — межфазное поверхностное натяжение, g — ускорение свободного падения, r — радиус средней кривизны поверхности мениска ($\frac{1}{r} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}$, где R_1 и R_2 — радиусы кривизны мениска в двух взаимно перпендикулярных плоскостях сечения). Для смачивающей жидкости $r<0$ и $h_0>0$. Несмачивающая жидкость образует выпуклый мениск, капиллярное давление под к-рым положительно, что приводит к опусканию жидкости в капилляре ниже уровня свободной поверхности жидкости ($h_0<0$). Радиус кривизны r связан с радиусом капилляра $r_к$ соотношением $r = -r_к/\cos\theta$, где θ — краевой угол, образуемый поверхностью жидкости со стенками капилляра.

Из ур-ния (*1*) можно получить т. н. капиллярную постоянную a — величину, характеризующую размеры системы $L<a$, при к-рых становятся существенными К. я.:

$$a = \sqrt{\frac{2\sigma_{12}}{(\rho_1 - \rho_2)\, g}}.$$

Для воды при темп-ре 20 °С $a = 0{,}38$ см.

К К. я. относятся капиллярное впитывание, появление и распространение капиллярных волн, капиллярное передвижение жидкости, капиллярная конденсация, процессы испарения и растворения при наличии искривлённой поверхности. Для **капиллярного впитывания** важной характеристикой является его скорость v, определяемая величиной капиллярного давления и вязким сопротивлением течению жидкости в капилляре. Скорость v изменяется со временем впитывания t, и для вертикально расположенного капилляра

$$v(t) = \frac{r_к^2}{8\eta h(t)}\left[\frac{2\sigma_{12}\cos\theta}{r_к} - \rho_1 g h(t)\right], \qquad (2)$$

где $h(t)$ — положение мениска в момент времени t (рис. 1), η — коэф. вязкости жидкости. При впитывании в горизонтальный капилляр

$$v(t) = \frac{r_к \sigma_{12}\cos\theta}{4\eta h(t)} = \sqrt{\frac{r_к \sigma_{12}\cos\theta}{8\eta t}}. \qquad (3)$$

При $v>10^{-3}$ см/с следует учитывать возможную зависимость краевого угла θ от v, а в нек-рых случаях — вязкое сопротивление вытесняемого из капилляра газа (или др. жидкости).

Скорость капиллярного впитывания играет существ. роль в водоснабжении растений, движении жидкости в почвах и др. пористых телах. Капиллярная пропитка — один из распространённых процессов хим. технологии.

Искривление свободной поверхности жидкости под действием внеш. сил (напр., ветра, вибрации) вызывает появление и распространение **капиллярных волн** («ряби» на поверхности жидкости). Самопроизвольное образование поверхностных волн — флуктуаций толщины тонких слоёв жидкости (струи, плёнки) — является причиной их неустойчивости по отношению к состоянию капель или капиллярного конденсата.

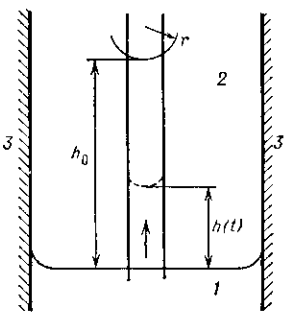


Рис. 1.

Разность капиллярного давления, возникающая в результате разл. кривизны поверхностей менисков,

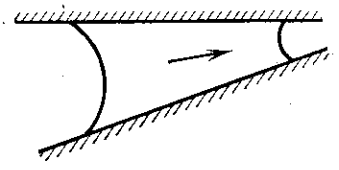


Рис. 2.

может вызывать **капиллярное передвижение жидкости** (рис. 2). Для смачивающих жидкостей поток жидкости направлен к мениску с меньшим радиусом кривизны (т. е. в сторону меньшего давления). Причиной капиллярного передвижения может быть не только градиент кривизны, но и градиент поверхностного натяжения жидкости. Так, градиент темп-ры приводит к разности поверхностного натяжения и, следовательно, к разности капиллярного давления в жидкости (термокапиллярное течение). Этим же объясняется движение капель жидкости и пузырьков газа в неравномерно нагретой среде: под влиянием градиента поверхностного натяжения приходит в движение поверхность пузырьков или капель. Аналогичный эффект наблюдается и при изменении σ_{12} при адсорбции *поверхностно-активных веществ* (ПАВ): ПАВ

снижают σ_{12} и жидкость перемещается в том направлении, где адсорбция ПАВ на поверхности жидкости меньше (эффект Марангони — Гиббса).

Искривление поверхности раздела фаз приводит к изменению величины равновесного давления пара p над ней или растворимости твёрдых тел. Так, напр., над каплями жидкости p выше, чем давление насыщ. пара p_s над плоской поверхностью жидкости при той же темп-ре T. Соответственно растворимость c мелких частиц в окружающей среде выше, чем растворимость c_s плоской поверхности того же вещества. Эти изменения описываются *Кельвина уравнением*, полученным из условия равенства хим. потенциалов в смежных фазах в состоянии термодинамич. равновесия:

$$\frac{p}{p_s}=\frac{c}{c_s}=\exp\left(\frac{2\sigma_{12}V}{rRT}\right), \qquad (4)$$

где V — молярный объём жидкости или твёрдого тела. Для шарообразных частиц r по абс. величине равно их радиусу. Понижение или повышение p и c зависит, в соответствии с (4), от знака r ($r>0$ для выпуклых, и $r<0$ для вогнутых поверхностей). Так, в отличие от рассмотренного выше случая давление пара в пузырьке или над поверхностью вогнутого мениска понижено: $p<p_s$.

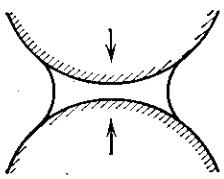


Рис. 3.

Ур-ние (4) определяет направление переноса вещества (от больших значений p и c к меньшим) в процессе перехода системы к состоянию термодинамич. равновесия. Это приводит, в частности, к тому, что крупные капельки (или частицы) растут за счёт испарения (растворения) более мелких, а неровные поверхности (при условии постоянства межфазного натяжения) сглаживаются за счёт испарения (растворения) выступов и заполнения впадин. Заметные отличия давления и растворимости имеют место лишь при достаточно малых r (для воды, напр., при $|r|\leqslant 0{,}1$ мкм). Поэтому ур-ние Кельвина часто используется для характеристики состояния малых объектов (коллоидные системы, тонкопористые тела, зародыши новой фазы).

Капиллярная конденсация — процесс перехода пара в жидкость, заполняющую капилляры, щели или промежутки между частицами, с образованием вогнутых капиллярных менисков. Необходимое условие капиллярной конденсации — смачивание жидкостью поверхности конденсации, ей предшествует адсорбция молекул пара на поверхности. Степень заполнения капилляров или пористых тел капиллярно-конденсированной жидкостью описывается ур-нием Кельвина (подробнее см. в ст. *Капиллярная конденсация*).

Отрицат. капиллярное давление ($\Delta p<0$) может удерживать смачиваемые жидкостью частицы (рис. 3). Если частицы дисперсного тела не связаны прочно, возможна его объёмная деформация под действием капиллярных сил — капиллярная контракция. Так, напр., рост капиллярного давления при высушивании может приводить к значит. усадке материалов.

К. я. впервые были открыты и исследованы Леонардо да Винчи (Leonardo da Vinci), Б. Паскалем (B. Pascal) и Дж. Жюреном (J. Jurin) в опытах с капиллярными трубками. Теория К. я. развита в работах П. С. Лапласа (P. S. Laplace), Т. Юнга (Th. Young), И. С. Громеки и Дж. У. Гиббса (J. W. Gibbs).

Лит.: Громека И. С., Собр. соч., М., 1952; Адамсон А., Физическая химия поверхностей, пер. с англ., М., 1979; Современная теория капиллярности, под ред. А. И. Русанова, Ф. Ч. Гудрича, Л., 1980; Дерягин Б. В., Чураев Н. В., Смачивающие пленки, М., 1984; Роулинсон Дж., Уидом Б., Молекулярная теория капиллярности, пер. с англ., М., 1986.

Н. В. Чураев.

КАПИЦЫ ЗАКОН — эмпирич. правило, согласно к-рому электрич. сопротивление поликристаллич. образцов металлов в сильном магн. поле растёт пропорц. напряжённости магн. поля. Установлен П. Л. Капицей в 1928 для Cu, Au и Ag. Нашёл объяснение в теории *гальваномагнитных явлений*.

КАПИЦЫ СКАЧО́К ТЕМПЕРАТУ́РЫ — явление в жидком гелии, состоящее в том, что при передаче теплоты от твёрдого тела к жидкому гелию (или обратно) на границе раздела возникает разность темп-р ΔT [1]. Открыто П. Л. Капицей в 1941. В дальнейшем было установлено, что К. с. т.— общее физ. явление при низких темп-рах: он возникает на границе раздела любых разнородных сред (из к-рых, по крайней мере, одна — диэлектрик) при наличии теплового потока через границу (из одной среды в другую).

Скачок темп-ры ΔT прямо пропорционален плотности теплового потока Q и обратно пропорционален T^3:

$$\Delta T=R_{\text{К}}Q=\frac{A}{T^3}Q, \qquad (1)$$

где коэф. A зависит от упругости находящихся в контакте веществ, а также от характера обработки поверхности твёрдого тела. Величина $R_{\text{К}}=A/T^3$ наз. сопротивлением Капицы или граничным тепловым сопротивлением.

На границе отожжённая медь — жидкий ^{4}He при $T=0{,}1$ К и $Q=10^{-4}$ Вт/м^2 $\Delta T=2{,}4\cdot10^{-3}$ К. Т. о., $R_{\text{К}}=2{,}4\cdot10^{-2}/T^3$ (м^{2}К/Вт). Для др. металлов (при тех же условиях) $R_{\text{К}}$ имеет близкие значения.

Теоретически показано (И. М. Халатников, 1952), что при низких темп-рах теплообмен между жидкостью и твёрдым телом осуществляется посредством тепловых *фононов*, а К. с. т. на границе возникает из-за сильного рассогласования *импедансов акустических* двух сред и малости критич. угла, в пределах к-рого фононы проходят из гелия в твёрдое тело [2].

Из законов отражения и преломления звука и граничных условий И. М. Халатниковым получено след. выражение для сопротивления Капицы на границе ^{4}He — твёрдое тело:

$$R_{\text{К}}=\frac{Dc_t}{\rho c}\cdot\frac{c_t^2}{T^3}\cdot\frac{15\hbar^3}{2\pi^2k^4}\cdot\frac{1}{F}. \qquad (2)$$

Здесь ρ и D — плотности жидкого гелия и твёрдого тела, c и c_t — скорость звука в гелии и скорость поперечного звука в твёрдом теле, F — ф-ция упругих констант сред (порядка единицы).

Экспериментально было установлено, что реальный теплообмен, особенно при $T\approx1$—2 К, происходит значительно лучше, чем это следует из акустич. теории. Так, напр., для границы медь — ^{4}He при $T>1$ К теоретич. значение $A=R_{\text{К}}T^3=5\cdot10^{-2}$ м^{2}К^4/Вт, в то время как эксперим. значения $A\approx(0{,}5—5)\cdot10^{-3}$ м^{2}К^4/Вт. Значит. разброс эксперим. данных для одного и того же материала обусловлен сильной зависимостью сопротивления Капицы от состояния поверхности твёрдого тела: поверхностных шероховатостей и дефектов поверхностного слоя, окислов и слоёв адсорбированного газа, механич., хим. и термич. обработки поверхности. Тепловое сопротивление меньше для грязных, деформированных образцов с травлёной и механически полированной поверхностью, оно существенно возрастает при отжиге, а также при очистке поверхности электрополировкой и ионной бомбардировкой (при условии хранения образца до измерений в сверхвысоком вакууме). К. с. т. резко увеличивается на свежесколотых в жидком гелии поверхностях. От контактирующей жидкости (^{4}He, ^{3}He или их растворов) К. с. т. зависит слабо.

Температурная зависимость сопротивления Капицы вида $R_{\text{К}}\sim AT^{-3}$ со значением коэф. A, близким к теоретическому для чистых металлов, хорошо выполняется при очень низких темп-рах (от 20 мК до 0,1—0,2 К) [3]. В этой области темп-р роль поверхностных дефектов ослабевает в связи с ростом длины волны тепловых фононов. Для технически чистых металлов и сплавов

кубическая зависимость проводимости Капицы $R_К^{-1}$ от T наблюдается в более широком температурном интервале от 20 мК до 0,8—0,9 К с меньшими A. При $T>1$ К как для чистых, так и для грязных образцов в основном также выполняется зависимость $R_К^{-1}\sim T^3$, однако коэф. A, как правило, становятся ещё меньше.

Отклонения $R_К^{-1}$ от закона T^3 обусловлены зависимостью коэф. прохождения фононов через границу твёрдое тело — жидкость от частоты ω. Так, для границы жидкий гелий — твёрдый гелий (^{4}He) при $T<1$К коэф. прохождения тепловых фононов $w\sim\omega^2\sim T^2$, откуда $R_К^{-1}\sim T^5$ [4].

К. с. т. препятствует охлаждению тел до сверхнизких темп-р, что обычно сказывается в рефрижераторах растворения ^{3}He в ^{4}He и ступенях ядерного размагничивания (см. *Криостат*, *Магнитное охлаждение*). Для уменьшения К. с. т. площадь теплообменников увеличивают до сотен м^2, изготавливая их из блоков спечённого субмикронного металлич. порошка.

Лит.: 1) Капица П. Л., Исследование механизма теплопередачи в гелии II, «ЖЭТФ», 1941, т. 11, в. 1, с. 1; 2) Халатников И. М., Теплообмен между твердым телом и гелием II, там же, 1952, т. 22, в. 6, с. 687; 3) Harrison J. P., Review paper. Heat transfer between liquid helium and solids below 100 mk, «J. Low. Temp. Phys.», 1979, v. 37, № 5/6, p. 467; 4) Марченко В. И., Паршин А. Я., Капиллярное прохождение звука и аномальный скачок Капицы на границе твердый — жидкий гелий, «Письма в ЖЭТФ», 1980, т. 31, в. 12, с. 767. *К. Н. Зиновьева.*

КА́ПЛЯ — небольшой объём жидкости, ограниченный в состоянии равновесия поверхностью вращения. К. образуются при медленном истечении жидкости из небольшого отверстия или стекании её с края поверхности, при распылении жидкости и эмульгировании, а также при конденсации пара на твёрдых несмачиваемых поверхностях и в газовой среде на центрах конденсации.

Форма К. определяется действием поверхностного натяжения и внеш. сил (напр., силы тяжести). Микроскопич. К., для к-рых сила тяжести не играет большой роли, а также К. в условиях невесомости имеют форму шара. Крупные К. в земных условиях имеют форму шара только при равенстве плотностей К. и окружающей среды. Падающие дождевые К. под действием силы тяжести, давления встречного потока воздуха и поверхностного натяжения сплюснуты с одной стороны. На смачиваемых поверхностях К. принимают форму шарового сегмента с краевым углом $\theta<\pi/2$, на несмачиваемых — с углом $\theta>\pi/2$ (см. *Смачивание*). При $Z\sigma_т>\sigma_{тж}+\sigma_{тж}Z$ ($\sigma_т$, $\sigma_ж$ и $\sigma_{тж}$ — поверхностные натяжения твёрдого тела, жидкости и натяжение границы тв. тело — жидкость соответственно капля растекается по тв. поверхности ($\theta=0$). Форма и размер К., вытекающих из капиллярной трубки, зависят от её диаметра, поверхностного натяжения σ и плотности жидкости, что позволяет по весу капель определять σ. Давление пара у поверхности К. зависит от её радиуса и определяется *Кельвина уравнением*.

Лит.: Гегузин Я. Е., Капля, М., 1973.

КАРДИНА́ЛЬНЫЕ ТО́ЧКИ ОПТИ́ЧЕСКОЙ СИСТЕ́МЫ — точки на оси OO' (рис.) центрированной оптич. системы, позволяющие строить изображение произвольной точки пространства объектов в параксиальной области (вблизи оптич. оси). В общем случае (за исключением телескопич. систем) за К. т. о. с. принимают след. 4 точки: передний F и задний F' фокусы, переднюю H и заднюю H' гл. точки. Задний фокус является изображением бесконечно удалённой точки, расположенной на оптич. оси в пространстве объектов, а передний фокус — изображением в пространстве объектов бесконечно удалённой точки пространства изображений. Главные точки являются точками пересечения с оптич. осью гл. плоскостей — сопряжённых плоскостей, для которых линейное увеличение равно 1, т. е. всякая точка H_1, расположенная в гл. плоскости H_1H_2 на расстоянии h от оси, изображается в другой гл. плоскости $H_1'H_2'$ в точке H_1' на том же расстоянии h от оси, что и точка H_1.



Расстояние от точки H до точки F наз. передним фокусным расстоянием (отрицательным на рис.), а расстояние от точки H' до точки F' — задним фокусным расстоянием (положительным на рис.).

С помощью перечисленных четырёх точек F, H, F' и H' изображение произвольной точки A, создаваемое оптич. системой, можно построить след. образом: из точки A проводят 2 луча AH_1 и AFH_2. Первый луч, идущий параллельно оптич. оси и пересекающий заднюю гл. плоскость на расстоянии $H'H_1'$ от оси ($H'H_1'=HH_1$), проходит через задний фокус F'. Второй луч, проходящий через передний фокус F и переднюю гл. плоскость H_1H_2 в точке H_2, выходит из системы параллельно оси на расстоянии $H'H_2'$ от оси ($H'H_2'=HH_2$). Точка пересечения A' этих двух лучей является изображением точки A, даваемым рассматриваемой оптич. системой. Любой параксиальный луч, исходящий из точки A, по выходе из системы проходит через точку A'.

Число К. т. о. с. в общем случае равно четырём. В нек-рых частных случаях их число уменьшается; напр., в бесконечно тонкой линзе или в системе из бесконечно тонких линз, разделённых бесконечно малыми воздушными промежутками, обе гл. плоскости сливаются в одну. Оптич. системы, содержащие одну отражающую поверхность, обладают только одной гл. плоскостью и одним фокусом, т. к. лучи, падающие на систему, могут распространяться только в одном направлении (навстречу отражающей поверхности). У телескопич. системы К. т. о. с. находятся на бесконечности, и поэтому построение изображения с их помощью невозможно. В этом случае можно разбить телескопич. систему на 2 части любым способом (напр., на объектив и окуляр) и построить изображение любой точки пространства объектов в отдельности для каждой части.

В качестве К. т. о. с. не обязательно пользоваться фокусами и гл. точками, иногда последние заменяют узловыми точками, обладающими тем свойством, что луч, проходящий через переднюю узловую точку и образующий с осью угол α, после преломления проходит через заднюю узловую точку и образует с осью тот же угол α. Если значения показателей преломления первой и последней сред одинаковы, то узловые точки совпадают с главными.

Иногда в качестве К. т. о. с. пользуются гл. точками и «антиглавными» точками — под последними понимают пару сопряжённых точек, для к-рых поперечное увеличение (см. *Увеличение оптическое*) равно —1. Можно также пользоваться узловыми и «антиузловыми» точками — парой сопряжённых точек, для к-рых угл. увеличение равно —1. Построение изображения по перечисленным К. т. о. с. не представляет затруднений. Вообще говоря, в качестве К. т. о. с. можно принять 2 произвольно выбранные пары сопряжённых точек при условии, что известно линейное или угл. увеличение, соответствующее этим парам. Однако применение таких К. т. о. с. малоудобно и не получило распространения на практике.

Лит.: Тудоровский А. И., Теория оптических приборов, 2 изд., ч. 1—2, М.— Л., 1948—52; Слюсарев Г. Г., Геометрическая оптика, М.— Л., 1946; Джеррард А., Бёрч Дж. М., Введение в матричную оптику, пер с англ., М., 1978, гл. 2. *Г. Г. Слюсарев.*

КАРНО́ ТЕОРЕ́МА — утверждает, что кпд η тепловой машины, в к-рой используется *Карно цикл*, зависит только от темп-р t_1 и t_2 нагревателя и холодильника,

но не зависит от природы рабочего вещества. Доказана Н. Л. С. Карно (N. L. S. Carnot) в 1824. Если t_1 и t_2 — эмпирич. темп-ры нагревателя и холодильника, то, согласно К. т.,

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = f(t_1, t_2),$$

где Q_1 — кол-во теплоты, отдаваемое нагревателем, Q_2 — кол-во теплоты, передаваемое холодильнику, $f(t_1, t_2)$ — универсальная ф-ция выбранных эмпирич. темп-р. Теорема о том, что кпд любого теплового двигателя не может превышать кпд цикла Карно, осуществляемого при той же темп-ре нагревателя и холодильника, также наз. К. т.

К. т. можно доказать, рассматривая две тепловые машины с общими нагревателем и холодильником, в к-рых цикл Карно осуществляется с разл. рабочими веществами. Если кпд машин различаются, то результат кругового процесса, в к-ром одна машина работает по прямому, а другая — по обратному циклу Карно, противоречит *второму началу термодинамики*.

В том случае, когда в цикле Карно используют идеальный газ, $Q_1/Q_2 = T_1/T_2$, поэтому удобно определить абсолютную шкалу температур так, чтобы $f(T_1, T_2) = (T_1 - T_2)/T_1$ (шкала Кельвина). Тогда кпд цикла Карно равен $\eta = (T_1 - T_2)/T_1$. Любой термодинамич. цикл можно представить состоящим из большого (в пределе — бесконечно большого) числа циклов Карно. Применив к каждому из элементарных циклов К. т., будем иметь $\sum_i \delta Q_i/T_i = 0$, причём кол-во теплоты δQ_i, полученное системой, считается положительным, а отданное — отрицательным. В пределе для любого обратимого цикла получается равенство Клаузиуса $\oint \delta Q/T = 0$, а для необратимого цикла — неравенство Клаузиуса $\oint \delta Q/T < 0$ — удобная формулировка второго начала термодинамики.

Лит. см. при ст. *Термодинамика*. *Д. Н. Зубарев.*

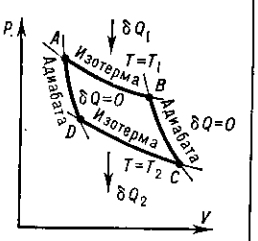
КАРНО́ ТЕОРЕ́МА в теории удара — кинетич. энергия, потерянная системой при абсолютно неупругом *ударе*, равна той кинетич. энергии, к-рую имела бы система, если бы её точки двигались с потерянными скоростями:

$$T_0 - T_1 = \frac{1}{2}\sum_i m_i (\boldsymbol{v}_i - \boldsymbol{u}_i)^2, \qquad (*)$$

где $T_0 = \frac{1}{2}\sum_i m_i v_i^2$ и $T_1 = \frac{1}{2}\sum_i m_i u_i^2$ — кинетич. энергии системы в начале и в конце удара соответственно, m_i — массы точек системы, $\boldsymbol{v}_i$ и $\boldsymbol{u}_i$ — их скорости в начале и в конце удара (разность $\boldsymbol{v} - \boldsymbol{u}_i$ наз. потерянной скоростью). Назв. по имени Н. Л. С. Карно.

Равенство (*) можно получить как следствие теоремы об изменении кол-ва движения при ударе и условия того, что удар является абсолютно неупругим. Помимо установления наглядного энергетич. соотношения К. т. позволяет в ряде случаев определять скорости тел после неупругого удара. *С. М. Тарг.*

КАРНО́ ЦИКЛ — круговой обратимый процесс, состоящий из двух изотермич. и двух адиабатич. процессов. Впервые рассмотрен Н. Л. С. Карно в 1824 как идеальный цикл для теплового двигателя, в к-ром рабочее вещество приводят в тепловой контакт с двумя тепловыми резервуарами: нагревателем (с темп-рой T_1) и холодильником (с темп-рой $T_2 < T_1$). На рис. изображён К. ц. для идеального газа, координатами служит давление P и объём V. Сначала рабочее вещество приводят в тепловой контакт с нагревателями, а затем оно изотермически расширяется, получая от нагревателя теплоту δQ_1 и совершая работу (кривая AB). После этого рабочее вещество расширяется адиабатически (кривая BC) и охлаждается до темп-ры T_2. Затем устанавливают тепловой контакт с холодильником и изотермически сжимают рабочее вещество, отбирая теплоту δQ_2 (линия CD). Завершают К. ц. адиабатич. сжатием рабочего вещества (отрезок DA), возвращая его в исходное состояние. В результате внутр. энергия рабочего вещества не изменяется, поэтому произведённая работа соответствует разности $\delta Q_1 - \delta Q_2$. Если проводить процесс в обратном направлении, то, совершая работу, можно передать часть теплоты от холодильника к нагревателю (обратный К. ц.). Анализируя К. ц., можно доказать *Карно теорему* о макс. кпд тепловых машин, $\eta = (T_1 - T_2)/T_1$, это доказательство используют для формулировки *второго начала термодинамики*.



Цикл Карно для идеального газа на диаграмме P—V. Площадь $ABCD$ численно равна совершаемой работе.

Лит. см. при ст. *Термодинамика*. *Д. Н. Зубарев.*

КАРЦИНОТРО́Н — то же, что *лампа обратной волны*.

КАСА́ТЕЛЬНОЕ УСКОРЕ́НИЕ (тангенциальное ускорение) — составляющая *ускорения* направлена вдоль касательной. Когда К. у. $w_\tau = 0$, движение точки является равномерным, а при $w_\tau = \text{const}$ — равнопеременным (равноускоренным, если знаки w_τ и v совпадают, и равнозамедленным в противоположном случае).

КАСКА́ДНЫЙ ГЕНЕРА́ТОР (КГ) — устройство для преобразования низкого перем. напряжения в высокое постоянное. Низкое напряжение выпрямляется в отд. каскадах, а затем полученные пост. напряжения включаются последовательно и суммируются. Связь каскадов с источником питания осуществляется через ёмкостные реактивные сопротивления или посредством взаимоиндукции.

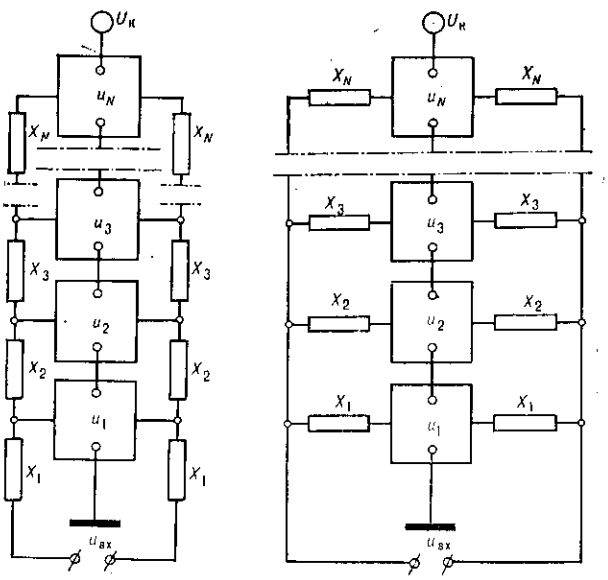


Рис. 1. Схема каскадного генератора с последовательным (*а*) и параллельным (*б*) питанием: X_n — реактивные сопротивления, u_n — напряжения каскадов ($n = 1, 2, \ldots, N$), $U_н$ — напряжение на выходе генератора, $u_{вх}$ — напряжение источника питания.

При последоват. питании (рис. 1, *а*) перем. ток от источника питания к последующим каскадам протекает через сопротивления связи X_i предыдущих каскадов. Для генераторов этого типа характерны нелинейный рост внутр. сопротивления при увеличении числа кас-

кадов N, а также зависимость распределения напряжения по каскадам от сопротивления нагрузки.

Наиболее известны ёмкостный КГ Кокрофта — Уолтона (1932; рис. 2, *а*) и симметричный ёмкостный КГ Хейлперна (1955; рис. 2, *б*), являющиеся развитием схемы, предложенной Г. Грейнахером (H. Greinaher) в 1920. Для них падение напряжения под нагрузкой пропорционально N^3.

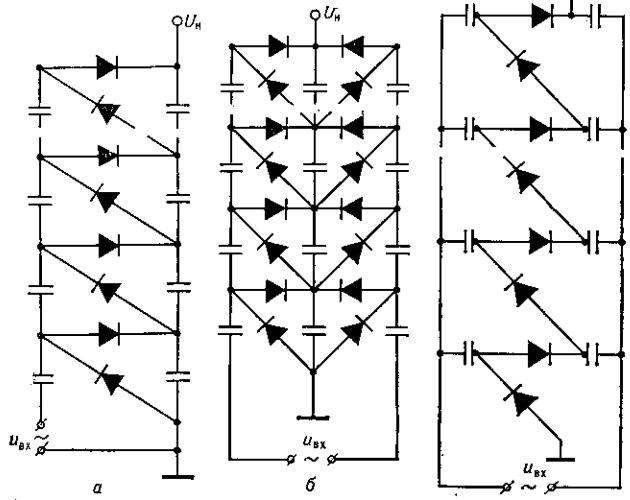


Рис. 2. Схема каскадного генератора Кокрофта — Уолтона (*а*) и Хейлперна (*б*).

Рис. 3. Каскадный генератор по схеме Шенкеля.

У генераторов с параллельным питанием каскадов (рис. 1, *б*) падение напряжения пропорц. N, а распределение напряжений по каскадам не зависит от сопротивления нагрузки. Однако в этом случае сопротивления связи должны быть рассчитаны на полное напряжение КГ.

Схема КГ с ёмкостной связью и параллельным питанием (рис. 3) предложена М. Шенкелем (M. Schenkel) в 1919. Она используется в разработанных в 60-х гг. К. Моргенштерном (K. Morgenstern) и М. Клиландом (M. Cleland) генераторах, получивших назв. д и н а м и т р о н. В динамитроне энергия в каскады передаётся через распределённые ёмкости между двумя возбуждающими электродами и т. н. градиентными полукольцами, установленными в каждом каскаде и образующими высоковольтную колонку КГ.

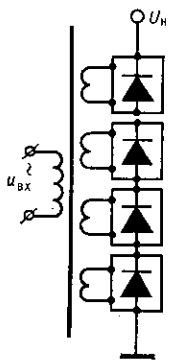


Рис. 4. Схема каскадного генератора с индуктивной связью каскадов и параллельным питанием.

В 60—70-х гг. получили распространение КГ с индуктивной связью и параллельным питанием каскадов. Они представляют собой систему высоковольтных обмоток, индуктивно связанных с общей первичной обмоткой при помощи замкнутого, секционированного или разомкнутого магнитопровода. К обмоткам подключены схемы выпрямления, соединённые последовательно (рис. 4). Существуют однофазные и трёхфазные КГ с индуктивной связью; последние могут питаться непосредственно от пром. сети.

При заданной нагрузке напряжение $U_н$ на выходе КГ изменяется пропорц. напряжению источника питания, $u_{вх}$, а при увеличении сопротивления нагрузки $R_н$ стремится к нек-рой пост. величине $U_{нхх}$ — напряжению холостого хода (рис. 5). Кпд каскадных генераторов обычно составляет 70—80%, а у мощных генераторов с кремниевыми вентилями может превышать 90%. Макс. достигнутое напряжение ёмкостных КГ ок. 5 МВ при мощности 200 кВт, а КГ с индуктивной связью — 3 МВ при мощности 100 кВт.

Традиц. область применения КГ — электрофиз. аппаратура, и в первую очередь высоковольтные ускорители большой мощности. Они используются также в электротехнике, рентг. аппаратуре, электронной микроскопии и др. устройствах, где требуются компактные источники высокого пост. напряжения с высокой стабильностью, большой мощностью и высоким КПД.

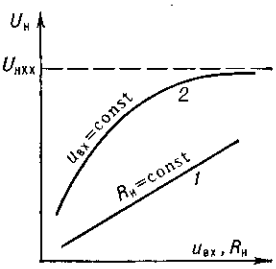


Рис. 5. Зависимость напряжения на выходе каскадного генератора от напряжения источника питания (*1*) и сопротивления нагрузки (*2*).

Лит.: Ускорители. Сб., пер. с англ. и нем., М., 1962, с. 5—79; К о м а р Е. Г., Основы ускорительной техники, М., 1975; А л ь б е р т и н с к и й Б. И., С в и н ь и н М. П., Каскадные генераторы, М., 1980. *М. П. Свиньин.*

КАТАСТРОФ ТЕОРИЯ — совокупность приложений теории особенностей дифференцируемых (гладких) отображений Х. Уитни (H. Whitney) и теории *бифуркаций* А. Пуанкаре (H. Poincaré) и А. А. Андронова. Назв. введено Р. Томом (R. Thom) в 1972. К. т. применяется к геом. и физ. оптике, гидродинамике, устойчивости кораблей, а также к исследованию биений сердца, эмбриологии, социологии, лингвистике, эксперим. психологии, экономике, геологии, теории элементарных частиц и моделированию деятельности мозга и психич. расстройств и т. п. Поскольку гладкие отображения встречаются повсеместно, неудивительно, что повсеместно встречаются и их особенности. Когда явление описывается гладким отображением и нет причин для нетипичности (напр., симметрий), применение теории особенностей оправдано и полезно (в оптике, теории упругости и др.), тогда как в нек-рых из описанных Томом и Э. К. Зиманом (E. Ch. Zeeman) приложений сомнительно уже существование изучаемого отображения (в биологии, лингвистике, социологии).

Теория особенностей обобщает исследование экстремумов ф-ций на случай нескольких ф-ций любого числа переменных. К р и т и ч. т о ч к о й ф-ции y наз. точка, в к-рой все первые частные производные равны нулю, $\partial y/\partial x_i=0$; критич. точка наз. невырожденной, если матрица $\partial^2 y/\partial x_i \partial x_j$ невырождена, т. е. её определитель отличен от нуля. У типичной ф-ции все критич. точки невырождены. Любая гладкая ф-ция в окрестности каждой невырожденной критич. точки приводится к одной из т. н. н о р м а л ь н ы х ф о р м М о р с а, $y=\pm x_1^2 \pm \ldots \pm x_n^2+C$, гладкой заменой независимых переменных. Эти невырожденные особенности устойчивы: напр., всякая ф-ция, достаточно близкая к $y=x^3$ (с производными), имеет в подходящей точке вблизи нуля подобную же особенность (невырожденную точку минимума). Все более сложные особенности неустойчивы. Напр., вырожденная критич. точка ф-ции $y=x^3$ в нуле распадается на две при возмущении, превращающем x^3 в $x^3-\varepsilon x$.

Типичные отображения поверхности на плоскость ($R^2 \to R^2$) также имеют лишь устойчивые особенности, а именно, с к л а д к у ($y_1=x_1^2$, $y_2=x_2$) либо с б о р к у Уитни ($y_1=x_1^3+x_1x_2$, $y_2=x_2$). Сборка есть особенность проектирования поверхности $y_1=x_1^3+x_1x_2$ из пространства (x_1, x_2, y_1) на плоскость (y_1, x_2) (рис. 1). Списки типичных особенностей отображений $R^3 \to R^3$ и $R^4 \to R^4$

таковы: 1) $y_1=x_1^2$, $y_i=x_i\,(i>1)$; 2) $y_1=x_1^3+x_1x_2$, $y_i=x_i\,(i>1)$; 3) $y_1=x_1^4+x_1^2x_2+x_1x_3$, $y_i=x_i\,(i>1)$; 4) $y_1=x_1^3\pm x_2^2+x_1x_3+x_2x_4$, $y_2=x_1x_2$, $y_3=x_3$, $y_4=x_4$. Отображение $R^2\to R^3$ обычно имеет особенностями лишь «зонтики Уитни — Кэли» (рис. 2; $y_1=x_1^2$, $y_2=x_1x_2$, $y_3=x_2$). При переходе к высшим размерностям списки типичных особенностей растут и даже становятся континуальными (напр., не всякое отображение $R^n\to R^n$ при $n>8$ аппроксимируется устойчивым). Число классов топологически различных особенностей остаётся конечным при любых размерностях.

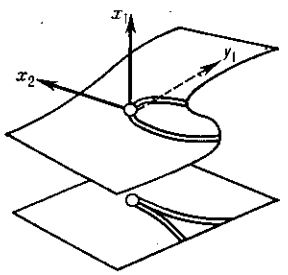


Рис. 1.

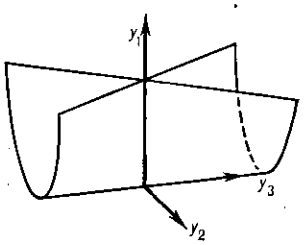


Рис. 2.

В теории бифуркаций рассматривается *динамическая система*, описываемая ур-нием $\dot{x}=\theta(x,\varepsilon)$, с заданным векторным полем θ в n-мерном *фазовом пространстве* $\{x\}$. Поле зависит от k-мерного параметра ε. Множество состояний равновесия определяет в $(n+k)$-мерном пространстве $\{x,\varepsilon\}$ k-мерную поверхность $\theta(x,\varepsilon)=0$. В типичном случае эта поверхность гладкая, но её проекция на пространство «управляющих параметров» $\{\varepsilon\}$ может иметь особенности. Если рассматривать значения $\{\varepsilon\}$ как ф-ции на поверхности состояний равновесия, то точки, в к-рых якобиан этих ф-ций равен 0, наз. бифуркационными, а значения ф-ций в этих точках — бифуркац. значениями параметров ε. При подходе управляющих параметров к бифуркац. значениям положения равновесия «бифурцируют» (рождаются или умирают). Знание геометрии типичных особенностей позволяет описывать происходящие при этом явления, напр. скачкообразный переход системы к далёкому состоянию равновесия при плавном изменении параметров. Такие скачки способны разрушить систему (механическую, упругую, электрическую, биологическую, химическую и т. п.), откуда и название К. т.

Наиб. успех достигнут в приложениях К. т. к оптике, где даже типичные особенности *каустик* и перестройки волновых фронтов в трёхмерном пространстве не были известны. Рассмотрим возмущение (свет, звук, ударную волну, эпидемию и др.), распространяющееся с единичной скоростью из области, ограниченной гладким фронтом. Чтобы построить фронт через время t, нужно отложить отрезок длины t на каждом луче нормали. Через нек-рое время на движущемся фронте появляются особенности в точках каустики (огибающей семейства лучей) исходного фронта. Напр., при распространении возмущения внутрь эллипса на плоскости особенности фронта скользят по каустике, имеющей 4 точки возврата (рис. 3). Эти особенности устойчивы (не исчезают при малой деформации исходного фронта). Типичные особенности фронтов в трёхмерном пространстве — это самопересечения, рёбра возврата (нормальная форма $x^2=y^3$) и ласточкины хвосты [рис. 4; эта поверхность образована точками $(a,\ b,\ c)$, для к-рых многочлен x^4+ax^2+bx+c имеет кратный корень]. Каустики в трёхмерном пространстве имеют особенности ещё двух видов (пирамида и кошелёк; рис. 5).

Почти все особенности волновых фронтов (или *Лежандра преобразований*) можно описать как множества бифуркац. значений параметра μ, при к-рых возникают особенности отображения $(x,\ \mu)\to\mu$ гиперповерхности $F(x,\ \mu)=0$ в пространство μ, где F — типичное семейство гладких ф-ций вектора x и векторного параметра μ. Типичные особенности каустик (или градиентных отображений $x\to\partial S/\partial x$, или отображений Гаусса, сопоставляющих точке поверхности направление нормали) можно описать как множества бифуркац. значений параметра μ, при к-рых ф-ция $F(x,\ \mu)$ переменной x имеет вырожденную критич. точку. Ласточкин хвост, пирамида и кошелёк получаются при

$$F=x^5+\mu_1x^2+\mu_2x^2+\mu_3x;$$

$$F=x_1^2x_2\pm x_2^3+\mu_1x_2^2+\mu_2x_2+\mu_3x_1.$$

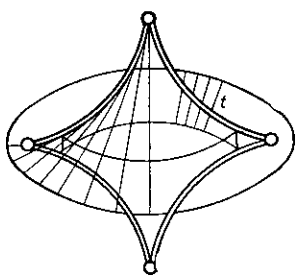


Рис. 3.

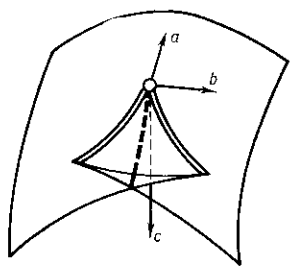


Рис. 4.

Особенностям каустик и фронтов геом. оптики соответствуют в волновой теории особенности асимптотик осциллирующих интегралов в методе стационарной фазы или многомерном *перевала методе* при слиянии неск. стационарных точек. По порядку величины интеграл при подходе к точке каустики возрастает в $\lambda^{-\nu}$ раз, где λ — длина волны, а показатель ν равен $1/6$ для общей точки каустики (A_2, особенность Эйри); $1/4$ для общей точки ребра возврата (A_3, особенность Пирси); $3/10$ для ласточкина хвоста (особенность A_4); $1/3$ для кошелька и пирамиды (особенности D_4). Эти особенности связаны с простыми *группами* Ли $A_k\sim SU(k+1)$, $D_k\sim O(2k)$, а также с правильными многогранниками [конечными подгруппами группы $SU(2)$]. Показатель ν определяет интенсивность света вблизи каустики и её особенностей, разрушение среды интенсивной волной, скопление частиц при движении пылевидной среды с потенц. полем скоростей (с иным значением ν) и т. п. Универсальность геометрии бифуркац. диаграмм позволяет использовать их для одновременного моделирования многих различных по своему физическому смыслу явлений.

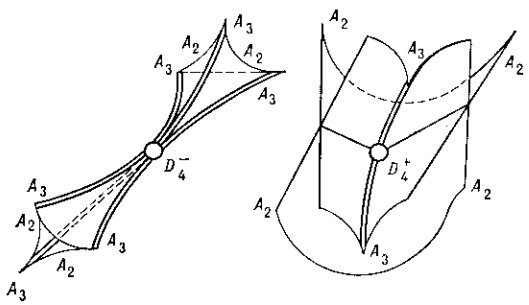


Рис. 5.

Лит.: Постон Т., Стюарт И., Теория катастроф и её приложения, пер. с англ., М., 1980; Арнольд В. И., Теория катастроф, 2 изд., М., 1983; его же, Особенности, бифуркации и катастрофы, «УФН», 1983, т. 141, с. 569; Арнольд В. И., Варченко А. Н., Гусейн-Заде С. М., Особенности дифференцируемых отображений, [т. 1—2], М., 1982—84; Гилмор Р., Прикладная теория катастроф, пер. с англ., кн. 1—2, М., 1984. *В. И. Арнольд.*

КАТИО́Н (от греч. katá — вниз и ión — идущий) — положительно заряженный ион, движущийся в электрич. поле к катоду. К. содержатся в растворах и расплавах большинства солей и оснований (см. *Электролиз*). К. наз. также положительно заряженные ионы в *ионных кристаллах*.

КАТО́Д (от греч. káthodos — ход вниз, возвращение) — 1) отрицат. полюс (или клемма) источника тока (аккумулятора, гальванич. элемента и др.). 2) Отрицат. электрод электровакуумного или газоразрядного прибора, служащий источником электронов, к-рые обеспечивают проводимость межэлектродного промежутка в вакууме или в газе. 3) В электрохимии — электрод в электролите, около к-рого происходит восстановление ионов, входящих в состав электролита (см. *Электролиз*).

КАТО́ДНОЕ ПАДЕ́НИЕ — перепад потенциала в прикатодном слое пространственного заряда (ленгмюровской оболочке). Обычно объёмный заряд положителен и создаётся ионами, образующимися в прикатодной области плазмы. Величина К. п. существенно зависит от вида разряда и в самостоятельном разряде данного вида устанавливается такой, чтобы обеспечить уровни ионизации и эмиссии, необходимые для поддержания разряда. Напр., в *тлеющем разряде* величина К. п. составляет сотни вольт, в *дуговом разряде* — 10—20 В. Величина К. п. зависит также от рода газа, материала и формы катода и состояния его поверхности. К. п. не зависит от расстояния между электродами и от величины разрядного тока в широком интервале значений последнего. При большом токе электронной эмиссии распределение потенциала в прикатодном слое немонотонное и характеризуется образованием минимума потенциала у электрода (см. *Виртуальный катод*).

Лит.: Грановский В. Л., Электрический ток в газе, М., 1971. *Ю. Б. Голубовский, В. Г. Юрьев.*

КАТО́ДНОЕ ПЯТНО́ — небольшая, сильно разогретая и ярко светящаяся область на поверхности катода дугового разряда, через к-рую осуществляется перенос тока между катодом и межэлектродным пространством. К. п. присуще всем видам *дугового разряда*. Характерный размер К. п. $\sim 10^{-4}$—10^{-2} см. Возникновение К. п. в процессе формирования дугового разряда обусловлено необходимостью переноса больших (10—10^4 А) токов через поверхность холодного и практически неэмитирующего проводника. Перенос тока осуществляется как ионами прикатодной плазмы, так и электронами, к-рые эмитируются из К. п. за счёт высокой темп-ры поверхности К. п. (*термоэлектронная эмиссия*) и электрич. поля, создаваемого положительным пространственным зарядом (*автоэлектронная эмиссия*). Это обеспечивает высокую плотность эмиссионного тока. В дуге высокого давления К. п. неподвижно, плотность тока $j \simeq 10^3$—10^5 А/см^2, в вакуумной дуге К. п. хаотически перемещается с высокой скоростью (до 10^4 см/с), плотность тока j может достигать 10^8 А/см^2.

Лит.: Финкельнбург В., Меккер Г., Электрические дуги и термическая плазма, пер. с нем., М., 1961; Любимов Г. А., Раховский В. И., Катодное пятно вакуумной дуги, «УФН», 1978, т. 125, с. 665.
В. А. Немчинский, В. Г. Юрьев.

КАТО́ДНОЕ ТЁМНОЕ ПРОСТРА́НСТВО (круксово тёмное пространство) — одна из прикатодных частей *тлеющего разряда*, расположенная между светящимся катодным слоем и отрицат. тлеющим свечением. Иногда К. т. п. наз. всю область от катода до тлеющего свечения. На область К. т. п. приходится осн. падение потенциала, т. е. здесь формируется пучок электронов высокой энергии (сотни вольт). При таких энергиях процессы ионизации развиты более сильно, чем возбуждение атомов (сопровождающееся свечением), поэтому К. т. п. визуально воспринимается как тёмная область. В К. т. п. и частично в области тлеющего свечения образуются положит. ионы, к-рые бомбардируют катод и вызывают *вторичную электронную эмиссию*, дающую основной вклад в ток разряда. Такой самосогласованный механизм образования носителей тока обеспечивает самостоятельное поддержание тлеющего разряда.

Лит.: Леб Л., Основные процессы электрических разрядов в газах, пер. с англ., М.—Л., 1950; Пеннинг Ф., Электрические разряды в газах, пер. с англ., М., 1960; Грановский В. Л., Электрический ток в газе, М., 1971.
Ю. Б. Голубовский, В. Г. Юрьев.

КАТОДОЛЮМИНЕСЦЕ́НЦИЯ — *люминесценция*, возникающая при возбуждении вещества потоками электронов, ускоренных во внеш. электрич. поле. К. обнаружена в сер. 19 в. до открытия электрона; пучок электронов, вызывающий свечение стеклянных стенок вакуумированных трубок, называли катодными лучами, и поэтому само свечение было назв. К. Как физ. явление К. впервые начал изучать У. Крукс (W. Crookes) в 70-х гг. 19 в.

К., как и др. виды люминесценции, обладает инерционностью послесвечения, температурным и др. видами тушения, характерным для данного вещества спектром свечения и т. д. Вместе с тем она обладает специфич. свойствами, связанными с особенностями преобразования кинетич. энергии заряж. частицы в кванты излучения значительно меньшей энергии: многоэтапный процесс преобразования, наличие дополнительных каналов потерь энергии, часто наблюдающаяся нелинейная зависимость яркости свечения от напряжения и плотности тока, трековый характер возбуждения и т. д.

Способностью к К. в видимой, ИК- или УФ-областях спектра в той или иной степени обладают мн. природные или специально синтезированные вещества — чистые и легированные разл. примесями полупроводники и диэлектрики, стёкла, молекулярные кристаллы, растворы и даже инертные газы в твёрдом состоянии. Наиб. эффективность преобразования энергии, достигающую 20—25%, имеют нек-рые поликристаллич. *кристаллофосфоры* с рекомбинац. механизмом свечения (катодолюминофоры).

При К. преобразование энергии электронов проходит неск. последовательных стадий. Возбуждающий электрон за время $\sim 10^{-14}$ с производит первичную ионизацию атомов (или ионов) осн. вещества, дающую начало каскадной ионизации вторичными и т. д. электронами вещества с достаточно высокой кинетич. энергией. Процесс размножения элементарных возбуждений заканчивается за время $\sim 10^{-12}$ с, когда кинетич. энергия электронов (в зоне проводимости) и дырок (в валентной зоне) становится меньше пороговой энергии (обычно превышающей ширину запрещённой зоны $\sim$в 1,5 раза), необходимой для создания ещё одной электронно-дырочной пары. Ионизация центров свечения и последующая излучат. рекомбинация носителей заряда на этих центрах происходит уже после термализации таких носителей ($\sim 10^{-11}$—10^{-10} с), т. е. когда их кинетич. энергия уменьшается до энергии тепловых колебаний решётки. Вследствие тепловых потерь эффективность К. не может превышать 30—40%.

Дополнит. потери энергии возникают из-за отражения первичных электронов поверхностью вещества, приобретения ею отрицат. заряда, а также безызлучат. рекомбинации на разл. дефектах решётки, концентрация к-рых особенно велика в поверхностном, т. н. мёртвом, слое кристалла толщиной $\sim$0,1 мкм. Заряд отводится в основном путём вторичной электронной эмиссии; с той же целью (а также для концентрации свечения по одну сторону от экрана) поверхность экрана покрывают тонкой плёнкой металла, например алюминия.

Обычно для К. используют ускоряющие напряжения $V \sim 10$—50 кВ, при к-рых глубина проникновения электронов составляет неск. единиц или десятков мкм. При $V > 50$ кВ сильно возрастает интенсивность рентг.

излучения и ускоряется образование радиац. дефектов в поверхностном слое кристаллов. Интенсивность К. пропорц. V^{α}, где $1<\alpha<2$, и при $V<1$ кВ свечение практически полностью отсутствует. Однако с помощью обработки поверхности кристалликов, повышения их электропроводности и улучшения вакуума удаётся получить низковольтную К. уже при $V\simeq 10$ эВ, эффективность к-рой $\sim 0{,}1\%$; она используется в буквенно-цифровых индикаторах.

При увеличении плотности тока, необходимом для повышения яркости свечения, обычно наблюдается насыщение К., т. е. уменьшение эффективности свечения, к-рое обусловлено рядом причин: зарядка и нагрев образца, ионизация значит. доли центров свечения, высвечивание локализованных носителей и их тройная безызлучат. рекомбинация. Вместе с тем при импульсном возбуждении нек-рых особо чистых кристаллов и сублимированных плёнок яркость узких полос испускания, расположенных вблизи края фундам. поглощения, возрастает быстрее плотности тока. При превышении пороговых плотностей тока (до значений $\geqslant 10$ А/см^2) на соответствующих (обычно экситонных) переходах может наблюдаться и лазерное излучение, к-рое, однако, уже не является К.

Катодолюминофоры обычно исследуют и используют в виде катодолюминесцентных экранов, т. е. тонких слоёв (~ 5—20 мкм), осаждённых на металлич. или стеклянные подложки. Катодолюминесцентные экраны широко применяют для визуализации потоков электронов и создаваемых ими изображений во мн. совр. электронно-лучевых приборах разл. назначения. Для этих целей промышленность выпускает катодолюминофоры с разл. цветом и инерционностью свечения. Так, в качестве компонентов экранов чёрно-белого и цветного телевидения обычно используют цинк-кадмийсульфидные кристаллофосфоры, активизированные ионами серебра и меди. Изменяя состав основания кристаллофосфоров и условия их синтеза, можно перекрыть весь видимый диапазон спектра с длительностью послесвечения (зависящей от плотности возбуждения) $\sim 10^{-2}$—10^{-3} с, т. е. короче инерционности зрительного восприятия. Для тех же целей начинают применять др. основы (например, оксисульфиды), активированные редкоземельными ионами, к-рые уступают по эффективности, но, обладая более узкими полосами свечения, обеспечивают лучшую цветопередачу. Разработаны и катодолюминофоры с весьма длит. (секунды и даже минуты) и, наоборот, предельно коротким (до 10^{-7}—10^{-8} с) послесвечением.

Лит.: Москвин А. В., Катодолюминесценция, ч. 1, М.— Л., 1948; Марковский Л. Я., Пекерман Ф. М., Петошина Л. Н., Люминофоры, М.—Л., 1966; Богданкевич О. В., Дарзнек С. А., Елисеев П. Г., Полупроводниковые лазеры, М., 1976.

Ю. П. Тимофеев.

КАУЛИНГА ЧИСЛО́ — безразмерная величина *Co*, характеризующая течение в *магнитной гидродинамике*. Названо в честь Т. Каулинга (T. Cowling). К. ч. равно отношению магн. силы $F_м\sim\sigma H^2 v c^{-2}$ к инерционной $F_и\sim\rho v^2 d^{-1}$ (H — напряжённость магн. поля, σ — электропроводность, v — скорость жидкости, ρ — плотность, d — характерный размер):

$$Co=F_м/F_и=\sigma H^2 d/\rho v c^2.$$

К. ч. можно выразить через *Гартмана число Ha* и *Рейнольдса число Re*: $Co=Ha^2/Re$.

Иногда вводят второе К. ч. Co_2, равное *Альвена числу* A. Встречается также число Альвена $Al=A^{-1/2}$.

КАУСТИКА (каустическая поверхность) (от греч. kaustikós — жгучий, палящий) — огибающая семейства лучей, т. е. геом. место точек пересечения бесконечно близких лучей семейства. На рис. 1 представлен пример т. н. простой К. Ур-ние К. определяется ур-нием семейства лучей $\boldsymbol{r}=\boldsymbol{r}(\xi, \eta, \tau)$ с дополнительным условием $D(\tau)=\partial(x, y, z)/\partial(\xi, \eta, \tau)=0$, где $D(\tau)$ — якобиан перехода от лучевых координат к декартовым (см. *Геометрической оптики метод*). Образование К. чаще всего обусловлено криволинейностью волнового фронта (напр., фронта отражённой или преломлённой волн), рефракцией лучей в неоднородных средах, анизотропией среды и т. п. К. встречаются не только в оптике, но и в задачах радиофизики, акустики, сейсмологии, квантовой механики, теории относительности. Кроме пространственных существуют также пространственно-временные К., т. е. К. нестационарных волновых полей в диспергирующих средах.



Рис. 1.

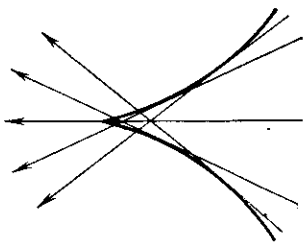


Рис. 2.

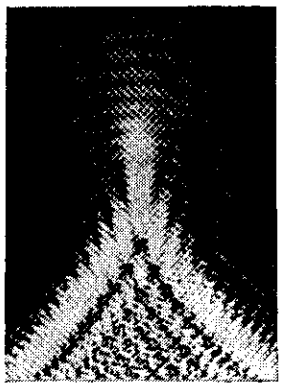


Рис. 3.

На К. происходит фокусировка волнового поля (отсюда и название). Для определения поля вблизи К. используются методы физ. оптики и разнообразные обобщения метода геом. оптики. Важная роль К. в волновых задачах определяется ещё и тем, что они характеризуют семейство лучей в целом и позволяют составить глобальную качественную картину волнового поля.

Согласно современной точке зрения К. следует рассматривать как особенности отображения (катастрофы), осуществляемого семейством лучей, поэтому последовательная классификация К. производится на основе *катастроф теории*. На рис. 2 представлена К., к-рая в теории катастроф носит назв. сборки, а на рис. 3 — соответствующее распределение интенсивности поля вблизи такой К.

Лит.: Бреховских Л. М., Волны в слоистых средах, 2 изд., М., 1973; Борн М., Вольф Э., Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973; Кравцов Ю. А., Орлов Ю. И., Геометрическая оптика неоднородных сред, М., 1980; Арнольд В. И., Варченко А. Н., Гусейн-Заде С. М., Особенности дифференцируемых отображений, [т. 1—2], М., 1982—84; Кравцов Ю. А., Орлов Ю. И., Каустики, катастрофы и волновые поля, «УФН», 1983, т. 141, с. 591.

Ю. И. Орлов.

КАЧЕСТВА ИЗЛУЧЕ́НИЯ КОЭФФИЦИЕ́НТ — регламентируемая величина, установленная на основе данных об *относительной биологической эффективности* ионизирующих излучений разл. вида. К. и. к. переводит значение поглощённой *дозы* излучения в значение эквивалентной дозы. В табл. представлены значения К. и. к., установленные нормами радиац. безопасности для случая хронич. облучения в малых дозах.

Коэф. качества различных ионизирующих излучений

Рентгеновское и γ-излучение	1
Электроны и позитроны	1
Протоны с энергией <10 МэВ	10
Нейтроны с энергией <20 кэВ	3
Нейтроны с энергией 0,1—10 МэВ	10
α-частицы с энергией <10 МэВ	20
Тяжёлые ядра отдачи	20

Лит. см. при ст. *Доза*.

В. И. Иванов.

КВАДРАТИ́ЧНОЕ ОТКЛОНЕ́НИЕ (стандартное отклонение) величин $x_1, x_2, \ldots, x_n$ от значения a — квадратный корень из выражения $n^{-1}\sum_{i=1}^{n}(x_i-a)^2$. Наим. зна-

чение К. о. принимает при $a=\bar{x}$, где $\bar{x}=n^{-1}\sum_{i=1}^{n}x_i$ — ср. арифметическое величин x_i. В *вероятностей теории* К. о. $\sigma(x)$ случайной величины x от её матем. ожидания наз. квадратный корень из *дисперсии*, $\sigma(x)=[D(x)]^{1/2}$. См. также *Анализ данных*, *Наименьших квадратов метод*.

КВАДРУПО́ЛЬ. В электростатике — ограниченная система зарядов с нулевыми суммарным зарядом q и дипольным электрич. моментом $\boldsymbol{p}^e$, но отличным от нуля тензором *квадрупольного момента* $Q^e_{ik}(i, k=1, 2, 3)$. Последний наряду со среднеквадратичным радиусом D распределения плотности зарядов $\rho(\boldsymbol{r})$ $(D=\int \boldsymbol{r}^2\rho(\boldsymbol{r})dV)$ определяет электрич. свойства К.: поле на больших расстояниях, взаимодействие с внеш. полями и т. п. Так, энергия взаимодействия между К. с центром в точке $\boldsymbol{r}=0$ и системой внеш. зарядов, создающих плавно неоднородное (в области, занятой К.) поле $\boldsymbol{E}_0=-\nabla\varphi_0(\boldsymbol{r})$, равна $U=Q^e_{ik}\nabla_i\nabla_k\varphi_0+D\Delta\varphi_0/6+\ldots$ (высшие мультипольные моменты опущены, величины $\nabla\varphi_0$ и $\Delta\varphi_0$ берутся в точке $\boldsymbol{r}=0$).

В своём идеальном воплощении К. состоит из четырёх точечных зарядов q_n, распределённых с плотностью $\rho(\boldsymbol{r})=\sum_{n=1}^{4}q_n\delta(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}_n)$ и удовлетворяющих условиям $\sum_{n=1}^{4}q_n=0$, $\sum_{n=1}^{4}q_n\boldsymbol{r}_n=0$ ($\delta(\boldsymbol{r})$ — дельта-функция Дирака). Различают аксиальные К., в к-рых все заряды выстроены вдоль оси, плоские К., в к-рых заряды лежат в одной плоскости, и др. Точечный К. характеризуется распределением $\rho(\boldsymbol{r})=Q^e_{ik}\nabla_i\nabla_k\delta(\boldsymbol{r})+(D/6)\Delta\delta(\boldsymbol{r})$, для к-рого поле на любом удалении совпадает с полем «чистого» К.

Иногда вводят понятие внутр. К., «конструктивно» не отличающегося от обычного внешнего, но с использованием поля во внутр., свободной от зарядов области. В двумерном симметричном случае потенциал внутр. К. вблизи центра $\boldsymbol{r}^2=x^2+y^2\approx0$ имеет вид $\varphi=\mathrm{const}\cdot(x^2-y^2)$, в трёхмерном аксиально симметричном варианте $\varphi=\mathrm{const}\cdot(x^2+y^2-2z^2)$ и т. п. Такие поля создаются, в частности, внутри квадрупольных конденсаторов, состоящих, напр., в двумерном случае из четырёх металлич. стержней с чередующимися по периметру попарно разноимёнными, но равными по величине зарядами. Квадрупольные конденсаторы применяются в ускорителях заряж. частиц при жёсткой фокусировке пучка, в мазерах с молекулярными пучками и др. устройствах, предназначенных для сортировки частиц по их дипольным или мультипольным моментам.

В магнитостатике магн. К. аналогично электрическому К. определяется как ограниченная система замкнутых токов с нулевым магн. дипольным моментом $\boldsymbol{p}^m$, но отличным от нуля псевдотензором магн. квадрупольного момента Q^m_{ik}. В идеальном варианте аксиально-симметричный магн. К. представляется совокупностью двух зеркально-симметричных рамок с токами, равными по величине и противоположными по знаку. Изменяющиеся во времени электрич. и магн. К. являются источниками *квадрупольного излучения* эл.-магн. волн.

В акустике также используется понятие К., чаще всего при описании совокупности дипольных излучателей с нулевым суммарным дипольным моментом.

Лит.: Скучик Е., Основы акустики, пер. с англ., т. 2, М., 1976; Капчинский И. М., Теория линейных резонансных ускорителей, М., 1982; см. также лит. при ст. *Квадрупольный момент*.

КВАДРУПО́ЛЬНАЯ ВЫСОКОЧАСТО́ТНАЯ ФОКУСИРО́ВКА — фокусировка частиц в линейном ускорителе квадрупольными поперечными составляющими ускоряющего электрич. ВЧ-поля, возникающими при асимметричной структуре (отсутствии осевой симметрии) ускоряющего промежутка. Чередование вдоль траектории частиц фокусирующих и дефокусирующих (в данной плоскости) промежутков обеспечивает знакопеременную фокусировку в обеих плоскостях. См. *Фокусировка частиц в ускорителе*. *Э. Л. Бурштейн.*

КВАДРУПО́ЛЬНАЯ ФОКУСИРО́ВКА — *знакопеременная фокусировка* пучков заряж. частиц в ускорителях и каналах транспортировки с помощью квадрупольных линз (электрич. или магнитных). В таких линзах сила, действующая на частицу, пропорциональна расстоянию частицы от оси линзы, причём в одной плоскости сила фокусирующая, а в перпендикулярной ей плоскости — дефокусирующая. Суммарный фокусирующий эффект в обеих плоскостях достигается либо чередованием в пространстве квадрупольных линз, фокусирующих во взаимно перпендикулярных плоскостях (магн. фокусировка или квадрупольная высокочастотная фокусировка электрич. полем), либо изменением во времени знака поля (*пространственно-однородная квадрупольная фокусировка* электрич. ВЧ-полем). *Э. Л. Бурштейн.*

КВАДРУПО́ЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕ́ЙСТВИЕ — взаимодействие системы с внеш. полем (или создающими его источниками), обусловленное наличием у системы *квадрупольного момента*. К. в. вызывается неоднородностью внеш. поля, к-рая обычно предполагается малой на размере системы l (т. е. поле мало изменяется в пределах системы). Так, энергия системы электрич. зарядов, напр. молекулы или атомного ядра, в электрич. поле $\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r})=-\nabla\varphi_0(\boldsymbol{r})$, описываемом плавной гармонич. ф-цией $\varphi_0(\boldsymbol{r})$ ($\Delta\varphi_0=0$) равна

$$U_0=\left[q\varphi_0+\boldsymbol{p}^e\nabla\varphi_0+Q^e_{ik}\nabla_i\nabla_k\varphi_0+\ldots\right]|_{\boldsymbol{r}=0} \qquad (1)$$

(здесь и далее по повторяющимся индексам i и k производится суммирование).

В (1) учтены только первые три электрич. мультипольных момента — полный заряд q, дипольный момент $\boldsymbol{p}^e$ и квадрупольный момент Q^e_{ik} $(i, k=1, 2, 3)$, вычисленные относительно к.-л. внутр. точки системы $\boldsymbol{r}=0$. К. в. отвечает последнее слагаемое в ф-ле (1). Оно описывает изменение энергии системы под действием неоднородности поля $\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r})$, к-рую т. о. неявно характеризует. Это обстоятельство используется, в частности, в спектроскопии ядерного квадрупольного резонанса, позволяющей получать информацию об электронной структуре молекулы путём измерения квадрупольного расщепления энергетич. уровней её резонансных ядер в неоднородном поле окружающих электронов.

Если внеш. поле создано нек-рой удалённой системой зарядов, расположенной в области с размером l_0 в окрестности точки $\boldsymbol{R}$ $(R\gg l, l_0)$ и обладающей, в свою очередь, мультипольными моментами q_0, $\boldsymbol{p}^e_0$, Q^e_{0jm}, ..., то его потенциал (в Гаусса системе единиц) равен

$$\varphi_0(\boldsymbol{r})=\frac{q_0}{|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{R}|}+\frac{\boldsymbol{p}^e_0(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{R})}{|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{R}|^3}+\frac{3Q^e_{0jm}(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{R})_j(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{R})_m}{|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{R}|^5}+\ldots. \qquad (2)$$

Подстановка (2) в (1) приводит к след. асимптотич. разложению энергии К. в. $U_Q=-Q^e_{ik}\nabla_iE_k$ одной системы зарядов в эл.-статич. поле другой:

$$U_Q=-3q_0n_in_kQ^e_{ik}/R^3+\left(15p^e_{0j}n_jn_in_k-6p^e_{0i}n_k\right)Q^e_{ik}/R^4-$$
$$-15\left(7\,Q^e_{0jm}n_jn_mn_in_k-4Q^e_{0ij}n_kn_j+\frac{2}{5}\,Q^e_{0ik}\right)\times$$
$$\times Q^e_{ik}/R^5+\ldots, \qquad (3)$$

где $n=\boldsymbol{R}/R$. Здесь первый член описывает энергию взаимодействия квадруполя с зарядом q_0, второй — с диполем $\boldsymbol{p}^e_0$, третий — с квадруполем Q^e_{0jm}. К. в. с заря-

дом реализуется, напр., при кулоновском возбуждении несферич. ядер на вращат. уровень энергии в процессе рассеяния заряж. частиц ядрами.

Собственно квадруполь-квадрупольное взаимодействие с энергией $U_{QQ_0}\sim\text{const}/R^5$ наиб. важно для незаряж. систем с нулевыми дипольными моментами. Такая ситуация имеет место, в частности, при взаимодействии между состоящими из одинаковых атомов двухатомными молекулами в основном состоянии или между атомами с ненулевыми орбитальным ($L\neq0$) и полным ($I\neq0$, ½) угл. моментами. Однако при усреднении по всевозможным ориентациям моментов молекул или атомов, напр. в газе, соответствующая сила притяжения (либо отталкивания) $<-\partial U_{QQ_0}/\partial R>$ обращается в нуль. Последнее справедливо также по отношению к любым силам, обусловленным собственными дипольными или высшими мультипольными моментами частиц. Поэтому, согласно квантовомеханич. расчётам, усреднённые силы между молекулами (или атомами) в газе на больших расстояниях обычно определяются не эл.-статич., а высокочастотной эл.-магн. энергией наведённого диполь-дипольного взаимодействия $U\sim-1/R^6$, возникающего вследствие деформации одной молекулой электронного облака другой (см. *Межмолекулярное взаимодействие*).

Лит.: Гречишкин В. С., Ядерные квадрупольные взаимодействия в твердых телах, М., 1973; Бор О., Моттельсон Б., Структура атомного ядра, пер. с англ., т. 2, М., 1977; Гроот С. Р. де, Сатторп Л. Г., Электродинамика, пер. с англ., М., 1982; Каплан И. Г., Введение в теорию межмолекулярных взаимодействий, М., 1982.

В. В. Кочаровский, Вл. В. Кочаровский.

КВАДРУПО́ЛЬНОЕ ИЗЛУЧЕ́НИЕ — излучение, обусловленное изменением во времени *квадрупольного момента* (электрич., магн., акустич., гравитационного) системы. Для эл.-магн. излучения различают электрич. и магн. К. и. в зависимости от того, вызывается ли оно изменением компонент тензора электрического Q^e_{ik} или магнитного Q^m_{ik} квадрупольных моментов (ср. в ст. *Дипольное излучение*). Выделение К. и. наиб. важно для источников, занимающих область малого размера l по сравнению с излучаемыми длинами волн λ: $l\ll\lambda$. Это условие ограничивает скорости u движения зарядов в источнике К. и. нерелятивистскими значениями: $u\sim cl/\lambda$, характерная частота К. и. $\omega\sim u/l$.

Согласно классич. электродинамике, интенсивность $I(t)$ излучения системы зарядов в вакууме в единицу времени с точностью до членов $\sim(l/\lambda)^5$ равна:

$$I(t)=\frac{2}{3c^3}(\ddot{\boldsymbol{p}}^e)^2-\frac{4}{3c^4}\ddot{\boldsymbol{p}}^e\dddot{\boldsymbol{T}}+\frac{2}{3c^5}(\ddot{\boldsymbol{p}}^m)^2+\frac{1}{5c^5}(\dddot{Q}^e_{ik})^2,$$

где $\boldsymbol{p}^e$, $\boldsymbol{p}^m$ и $\boldsymbol{T}$ — электрич., магн. и тороидальный дипольные моменты соответственно. Вклад электрич. К. и. определяется последним слагаемым (i, $k=1$, 2, 3), интенсивность электрич. К. и. имеет тот же порядок $(l/\lambda)^4$, что и магн. дипольное излучение [магн. К. и. и тороидное дипольное излучение появляются только в след. порядке $(l/\lambda)^6$].

К. и. особенно важно для источников, не обладающих дипольными моментами ($\boldsymbol{p}^e=0$, $\boldsymbol{p}^m=0$), напр. для замкнутых систем, состоящих из частиц, у к-рых отношение зарядов к массе одинаково. Электрич. и магн. поле К. и. убывает при удалении от источника обратно пропорционально расстоянию, как и поле дипольного излучения.

При гармонич. законе изменения квадрупольного момента, $Q^e_{ik}=Q^e_{0ik}\cos\omega t$, с частотой ω средняя по времени интенсивность излучения равна

$$I_Q=\frac{\omega^6}{10c^5}(Q^e_{0ik})^2.$$

Её угл. распределение (диаграмма направленности) в случае источника с осью симметрии z ($i=3$) выше второго порядка, когда отличны от нуля только диагональные составляющие $Q^e_{33}=-2Q^e_{22}=-2Q^e_{11}$, имеет вид

$$I_\theta=\frac{15}{8\pi}I_Q\sin^2\theta\cos^2\theta.$$

Здесь I_θ — интенсивность, отнесённая к единице телесного угла в направлении наблюдения $\boldsymbol{n}$, θ—полярный угол между $\boldsymbol{n}$ и осью z. В отсутствие указанной симметрии источника интенсивность К. и. I_θ имеет более сложную диаграмму направленности, зависящую также от азимутального угла φ (как квадрат нек-рой линейной суперпозиции ф-ций const, $\cos\varphi$, $\sin\varphi$, $\cos2\varphi$ и $\sin2\varphi$), а само К. и. связано с потерей момента импульса излучающей системой зарядов.

При квантовом описании К. и. последнее обстоятельство приводит к ограничениям (*отбора правилам*) на те энергетич. состояния излучающей системы, между к-рыми возможны квадрупольные квантовые переходы. Электрич. К. и. и квадрупольное рассеяние γ-лучей, света и микроволн малыми частицами (атомными ядрами, молекулами, пылинками) применяется при спектральном исследовании внутр. структуры и динамич. свойств этих частиц. К. и., наряду с магн. дипольным, определяет время жизни и вероятность перехода из *метастабильных состояний*, используемых в нек-рых оптич. квантовых генераторах и усилителях.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988; их же, Квантовая механика, 3 изд., М., 1974; Блатт Дж., Вайскопф В., Теоретическая ядерная физика, пер. с англ., М., 1954; Джексон Дж., Классическая электродинамика, пер. с англ., М., 1965; Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Квантовая электродинамика, 2 изд., М., 1980; Баранова Н. Б., Зельдович Б. Я., Два подхода к учету пространственной дисперсии в молекулярном рассеянии света, «УФН», 1979, т. 127, с. 421; Дубовик В. М., Тосунян Л. А., Тороидные моменты в физике электромагнитных и слабых взаимодействий, «ЭЧАЯ», 1983, т. 14, с. 1193; Бертч Дж. Ф., Колебания атомных ядер, пер. с англ., «В мире науки», 1983, № 7, с. 16.

В. В. Кочаровский, Вл. В. Кочаровский.

КВАДРУПО́ЛЬНЫЕ ЛИ́НЗЫ — см. в ст. *Электронные линзы*.

КВАДРУПО́ЛЬНЫЙ МОМЕ́НТ — мультипольный момент 2-го порядка (ранга), характеризующий источники к.-л. поля. Напр., К. м. системы электрич. зарядов, распределённых в объёме V с плотностью $\rho(\boldsymbol{r})$, наз. симметричный тензор $Q^e_{ik}=(1/2)\int_V(x_ix_k-\boldsymbol{r}^2\delta_{ik}/3)\rho dV$, где x_i, x_k — компоненты вектора $\boldsymbol{r}$, δ_{ik} — символ Кронекера. (Используются и др. нормировки К. м., отличающиеся от приведённой коэф. 3 или 6.) Поскольку $\text{след}\sum_{i=1}^{3}Q^e_{ii}=0$, то в общем случае имеется всего 5 независимых составляющих электрич. К. м.; из них собственно К. м. иногда наз. только диагональную составляющую Q^e_{33}. Если электрич. дипольный момент $\boldsymbol{p}^e$ и суммарный заряд q системы равны нулю, то тензор электрич. К. м. не зависит от выбора начала отсчёта (точки $\boldsymbol{r}=0$). Потенциал эл.-статич. поля стационарной системы зарядов на расстояниях R, больших по сравнению с её размерами l, $R\gg l$, с учётом первых трёх мультиполей имеет вид $\varphi=q/R+\boldsymbol{p}^e\boldsymbol{n}/R^2+3Q^e_{ik}n_in_k/R^3$ (здесь и далее по повторяющимся индексам i и k производится суммирование). В этой ф-ле использована *Гаусса система единиц*, вектор $\boldsymbol{n}=\boldsymbol{R}/R$ задаёт направление от системы ($\boldsymbol{r}=0$) в точку наблюдения $\boldsymbol{R}$. Квадрупольную составляющую потенциала можно представить как поле сосредоточенного (точечного, $l\to0$) электрического К. м., отвечающего распределению зарядов $\rho=Q^e_{ik}\nabla_i\nabla_k\delta(\boldsymbol{r})+(D/6)\Delta\delta(\boldsymbol{r})$, где $D=\int_V r^2\rho(\boldsymbol{r})\,dV$ — среднеквадратичный радиус исходного распределения плотности заряда $\rho(\boldsymbol{r})$, $\delta(\boldsymbol{r})$ — дельта-функция Дирака.

Аналогично для описания магнитостатич. поля стационарной системы электрич. токов с плотностью $j(r)$ вводится симметричный псевдотензор магн. К. м.:

$$Q^m_{ik} = \frac{1}{6c}\int_V [(rxj)_i x_k + (rxj)_k x_i]\, dV.$$

В случае изменяющихся во времени систем электрических зарядов и токов выражения для электрич. Q^e_{ik} и магн. Q^m_{ik} К. м. характеризуют полное электромагнитное поле, создаваемое этими системами (см. *Квадрупольное излучение*).

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988; Джексон Дж., Классическая электродинамика, пер. с англ., М., 1965; Баранова Н. Б., Зельдович Б. Я., Два подхода к учету пространственной дисперсии в молекулярном рассеянии света, «УФН», 1979, т. 127, с. 421; Дубовик В. М., Тосунян Л. А., Тороидные моменты в физике электромагнитных и слабых взаимодействий, «ЭЧАЯ», 1983, т. 14, с. 1193.

В. В. Кочаровский, Вл. В. Кочаровский.

КВАДРУПО́ЛЬНЫЙ МОМЕ́НТ ЯДРА — величина, характеризующая отклонение распределения электрич. заряда в атомном ядре от сферически симметричного. Определяется произведением eQ, где e — элементарный электрич. заряд, Q — коэф., имеющий размерность площади (обычно выражается в см^2) и равный среднему значению $\langle r^2 (3\cos^2\vartheta - 1)\rangle$, где r — расстояние элемента заряда от начала координат, ϑ — полярный угол радиуса-вектора, при условии, что полярная ось направлена по спину ядра. Для сферически симметричного ядра $Q=0$. Если ядро вытянуто вдоль оси симметрии, то $\vartheta>0$, если сплюснуто, то $Q<0$. К. м. я. изменяется в широких пределах, напр. для ядра $^{17}_{8}O$ $Q=-0{,}027\cdot10^{-24}$ см^2, для ядра $^{241}_{93}Am$ $Q=4{,}9\cdot10^{-24}$ см^2. Как правило, большие К. м. я. положительны. Это означает, что при значит. отклонении от сферич. симметрии, заряд ядра имеет форму вытянутого эллипсоида вращения. См. *Деформированные ядра*.

В. П. Парфёнова.

КВАЗА́РЫ (quasars) — внегалактич. объекты малого угл. размера, характеризующиеся значит. *красным смещением* z спектральных линий ($z\gtrsim0{,}1$). Название объектов — сокр. от англ. слов quasi-stellar radio sources (квазизвёздные источники радиоизлучения).



Рис. 1. Галактики NGC 5296, NGC 5297 и квазар (указан стрелкой). Фотография получена Х. Арпом (H. Arp, 1976).

К. были открыты в процессе отождествления источников космич. радиоизлучения с оптич. объектами. Нек-рые из отождествлённых объектов имели компактный вид. Казалось, были найдены первые радиозвёзды. Однако обнаружение в спектре объекта 3C 273 эмиссионных линий бальмеровской серии водорода, смещённых на 15,8% в красную область ($z=0{,}158$), показало, что открыт новый класс внегалактич. объектов [М. Шмидт (M. Schmidt), 1963]. В 1965 А. Сандидж (A. Sandage) установил, что существует более многочисл. популяция сходных квазизвёздных объектов, не обладающих заметным радиоизлучением. Тем не менее назв. «К.» сохранилось за всеми звездообразными объектами с большим красным смещением эмиссионных линий в спектре вне зависимости от величины потока излучения в радиодиапазоне. К 1988 было открыто ок. 4000 К., макс. значение $z=4{,}43$ принадлежит объекту *Q 0051—279*. *Данные наблюдений* К. во всём диапазоне частот эл.-магн. излучения интерпретируются след. образом. К. представляют собой *ядра галактик*, в к-рых происходит мощное выделение энергии из области с характерными размерами менее 10^{16} см. Интегральная светимость К. составляет 10^{45}—10^{48} эрг/с, т. е. на неск. порядков превосходит оптич. светимость звёздной составляющей наиб. ярких галактик. Поскольку лишь у малого кол-ва галактик ядра находятся

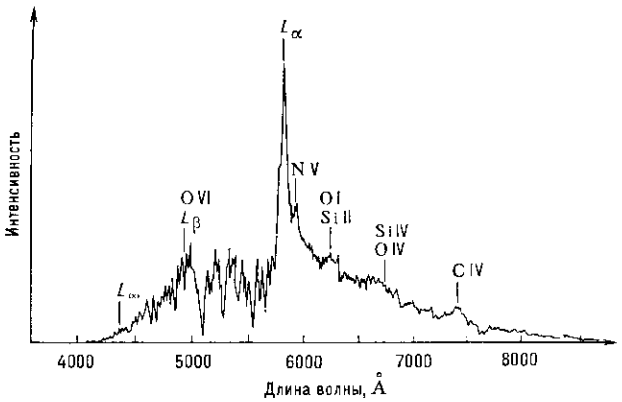


Рис. 2. Оптический спектр квазара PKS 2000—330 с красным смещением $z=3{,}78$.

в столь активном состоянии, ср. пространств. концентрация К. невелика: при малых z она равна $\approx10^{-8}$ Мпк$^{-3}$ (1 Мпк=3,086 $\cdot10^{24}$ см) для объектов с оптич. светимостью $L>10^{45}$ эрг/с. В соответствии с этим значением концентрации ср. расстояние до ближайших К. составляет сотни Мпк, и потому первые наблюдения не выявили оптич. структуры К., в частности наличия у них звёздной составляющей (это было сделано при дальнейших спец. исследованиях).

Накапливающиеся данные убедительно свидетельствуют, что красные смещения К. имеют космологич. природу — они обусловлены общим расширением *Вселенной*. Альтернативные объяснения больших значений z в спектрах К., связывающие их с гравитац. красным смещением спектральных линий либо с выбрасыванием К. из ядер близких галактик, существенных подтверждений не нашли.

Активные процессы в ядрах галактик меньшего, чем в К., масштаба были известны и раньше. В 1943 К. Сейферт (C. K. Seyfert) выделил класс галактик, обладающих яркими ядрами с оптич. светимостью порядка неск. десятых долей светимости звёздной составляющей, в спектре к-рых наблюдаются эмиссионные линии с доплеровской шириной ~1000 км/с (см. *Доплера эффект*). Галактики Сейферта достаточно многочисленны (составляют ок. $^1/_{100}$ числа всех ярких галактик), и потому они известны даже среди близких звёздных систем. Обзорные наблюдения двух последних десятилетий, выявившие большое число *сейфертовских галактик*, позволили фактически заполнить промежуток между близкими активными галактиками и К. как в отношении мощности энерговыделения, так и в отношении др. физ. характеристик.

Квазизвёздные радиоисточники весьма сходны с *радиогалактиками*. Оба эти класса космич. объектов, по-видимому, ассоциируются преим. с гигантскими эллиптич. галактиками, в то время как радиоспокойные квазизвёздные объекты (т. н. квазаги) и сейфертовские галактики — со спиральными галактиками.

Известны К., входящие в состав групп и скоплений галактик. Наиб. далёкое из таких скоплений, содержащих К., имеет $z=3{,}218$.

В оптич. спектре К. зависимость плотности потока f от частоты ν хорошо аппроксимируется степенным законом $f(\nu)\sim\nu^{-\alpha}$ с показателем $\alpha\approx0{,}2$—$1{,}5$. Значи-

тельная, а нередко и осн. часть энергии излучается в рентг. и γ-диапазонах спектра, где типичное значение $\alpha \approx 0{,}7$. К. вносят существенный вклад в рентг. фоновое свечение неба, обнаруженное группой Р. Джаккони (R. Giacconi) в 1962. В эмиссионном линейчатом спектре представлены линии элементов в широком диапазоне степени ионизации: наиб. яркие линии — бальмеровские и лаймановские линии HI, линии с длиной волны 4959 и 5007 Å иона OIII, линии 2798 и 2804 Å

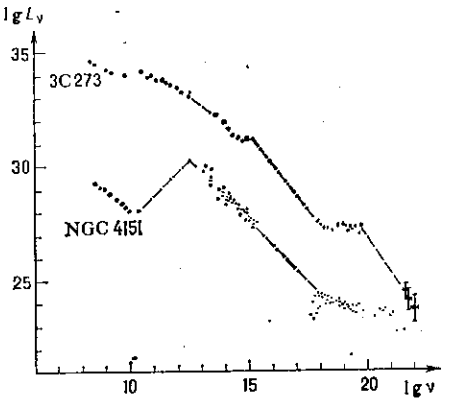


Рис. 3. Распределение энергии в непрерывном спектре квазизвёздного радиоисточника 3С 273 ($z=0{,}158$) и сейфертовской галактики NGC 4151 ($z=0{,}0033$). По осям координат отложены логарифм частоты ν (ν — в Гц) и логарифм светимости [L_ν — в эрг/(с·Гц)].

MgII; линии 1909 Å CIII, 1549 Å CIV, 1240 Å NV. Интенсивности линий согласуются с расчётами, предполагающими ионизацию газа в ядре галактики излучением центр. источника, плотность энергии излучения к-рого изменяется по закону $\sim \nu^{-\alpha}$, включая рентг. область. Светящийся газ имеет темп-ру $T \sim 10^4$ К и сосредоточен в отд. облаках с концентрацией частиц $\sim 10^6$—10^{10} см$^{-3}$. Спектры К. нередко содержат многочисл. абсорбц. линии (с разными значениями z), возникающие преим. при прохождении излучения К. через газовые короны галактик и межгалактич. газовые облака (расположенные между К. и земными наблюдателями).

Потоки излучения К. в разл. областях спектра изменяются со временем, причём имеется тенденция к уменьшению характерного времени переменности с уменьшением длины волны: от неск. лет в радиодиапазоне до часов — в рентгеновском, что указывает на чрезвычайную компактность излучающей в рентг. диапазоне области.

Туманные оболочки, наблюдаемые вокруг сравнительно близких К., не отличаются от гигантских галактик по интегральной светимости и средней поверхностной яркости. В спектрах нек-рых оболочек зарегистрированы обычные линии поглощения звёздного происхождения, в др. оболочках до больших расстояний прослеживаются следы горячего газа. Характерными образованиями в К., отражающими, вероятно, осн. свойства процесса выделения энергии, являются остронаправленные выбросы вещества.

Интенсивно изучается эффект «гравитац. линзы», когда изображение К. искажается полем тяготения более близкого к наблюдателю объекта (см. *Гравитационная фокусировка*). В подобном случае на небесной сфере должны наблюдаться неск. изображений одного и того же К. По-видимому, первым примером такого рода явился двойной К. 0957+561, компоненты к-рого находятся на угл. расстоянии 6″ и обладают практически одинаковым значением $z \approx 1{,}39$. Удвоение изображения вызывается гравитац. действием галактики с $z=0{,}36$. Впрочем, решающие доказательства реальности гравитац. линз пока не найдены, и в нек-рых случаях возможна интерпретация, предполагающая образование К. в ядрах кратных систем галактик.

Наблюдения К. являются важным источником информации о распределении вещества во Вселенной вплоть до $z \approx 4{,}5$ и *крупномасштабной структуре Вселенной*. В принципе по данным о распределении К. можно определить параметры *космологической модели* Вселенной. Однако этому препятствуют большая дисперсия светимостей К. и эволюция этих объектов с космологич. эпохой. Об эволюции свидетельствует гл. обр. зависимость числа К. от величины потока излучения. Вероятно, что с удалением в прошлое возрастает либо пространств. плотность К. в сопутствующих координатах, либо их ср. светимость, либо имеют место оба указанных фактора.

Полагают, что наиб. вероятный механизм, обеспечивающий светимость К. $\sim 1\ M_\odot \cdot c^2$/год ($M_\odot = 2 \cdot 10^{33}$ г — масса Солнца), связан с выделением энергии при *аккреции* газа *чёрной дырой* с $M \sim 10^8$—$10^9\ M_\odot$ [Э. Солпитер (E. Salpeter, 1964); Я. Б. Зельдович, 1964; Д. Линден-Белл (D. Lynden-Bell, 1969)]. Если в ядре галактики образуется чёрная дыра, то благодаря специфич. процессам вблизи неё гравитац. энергия газа, падающего к центру галактики, эффективно преобразуется в энергию излучения. Источниками газа могут служить межзвёздная среда и остатки звёзд, разрушенных приливным воздействием массивной чёрной дыры [Дж. Хиллс (J. Hills), 1975]. В пользу модели чёрной дыры свидетельствуют: 1) переменность потока излучения за время менее 1 ч, требующая компактности источника; 2) обнаружение движений вещества со *сверхсветовыми скоростями* — релятивистского эффекта, возможного в сильном гравитац. поле; 3) наличие выбросов вещества в определ. направлениях, указывающее на долговременную стабильность пространств. ориентации источника; 4) прямые оценки масс центр. образований в галактиках на основе данных о дисперсии скоростей звёзд в их окрестности.

По размерам и структуре области радиоизлучения К. удаётся оценить мин. продолжительность их активной фазы $T_{\text{мин}} \sim 10^5$—10^6 лет. Более реально значение $T \sim 10^8$ лет, к-рое определяется относительной численностью активных и нормальных галактик. Светимость К., по-видимому, достигает *критической светимости* (эддингтоновской) $L_E(M) \approx 1{,}3 \cdot 10^{38}\ (M/M_\odot)$ эрг/с, при к-рой давление излучения на окружающую центр. источник плазму становится сравнимым с силой гравитац. притяжения. Отсюда получена теоретич. оценка характерного времени эволюции (активности) К. $T_E = M \cdot c^2/L_E \approx 5 \cdot 10^8$ лет, близкая к оценке, найденной из наблюдений. Полная энергия, выделяемая К. в виде излучения за время активной фазы, составляет 10^{61}—10^{63} эрг.

Лит.: Seyfert C. K., Nuclear emission in spiral Nebulae, «Astrophys. J.», 1943, v. 97, p. 28; Schmidt M., 3C 273. A starlike object with large red-shift, «Nature», 1963, v. 197, p. 1040; Salpeter E. E., Accretion of interstellar matter by massive objects, «Astrophys. J.», 1964, v. 140, p. 796; Зельдович Я. Б., Судьба звезды и выделение гравитационной энергии при аккреции, «ДАН СССР», 1964, т. 155, с. 67; Sandage A., The existence of a major new constituent of the Universe. The quasi-stellar galaxies, «Astrophys. J.», 1965, v. 141, p. 1560; Lynden-Bell D., Galactic nuclei as collapsed old quasars, «Nature», 1969, v. 223, p. 690; Бербидж Дж., Бербидж М., Квазары, пер. с англ., М., 1969; Hills J. G., Possible power source of Seyfert galaxies and QSO_s, «Nature», 1975, v. 254, p. 295; Smith M. G., Quasars. Observed properties of optically selected objects at large redshifts, «Vistas in Astronomy», 1978, v. 22, p. 321; Рис М., Руффини Р., Уилер Дж., Черные дыры, гравитационные волны и космология, пер. с англ., М., 1977; Hutchings J. B., QSO_s: recent clues to their nature, «Publ. Astron. Soc. Pacific», 1983, v. 95, p. 799; Wiita P. J., Active galactic nuclei. Observations and fundamental interpretations, «Phys. Repts», 1985, v. 123, p. 117.

В. Ю. Теребиж.

КВАЗИДВУМЕ́РНЫЕ СОЕДИНЕ́НИЯ — кристаллы со слоистым типом кристаллич. упаковки и соответственно сильной анизотропией движения электронов. Внутри

плоскости слоёв движения электронов часто близко к изотропному и в электронной зонной картине отвечает движению по широкой зоне проводимости, а в направлении, перпендикулярном слоям, ширина зоны оказывается намного меньше. Для описания такого движения электронов обычно используется модель *эффективной массы* внутри слоёв и приближение сильной связи для движения электронов между слоями (см. *Зонная теория*, *Блоховские электроны*). Энергия электрона $\mathcal{E}$ в зависимости от квазиимпульса $\boldsymbol{p}$ имеет тогда вид $\mathcal{E}(\boldsymbol{p}_\parallel, \boldsymbol{p}_\perp)=\boldsymbol{p}_\parallel^2/2m_\parallel^*+\delta\cos(\boldsymbol{p}_\perp \boldsymbol{d})/\hbar$, где $\boldsymbol{p}_\parallel$ — импульс вдоль слоёв, $\boldsymbol{p}_\perp$ — импульс поперёк слоёв, d — расстояние между слоями, $m_\parallel^*$ — эфф. масса в плоскости слоя, δ — полуширина зоны проводимости для движения между слоями.

Сильная анизотропия такого типа реализуется, напр., в слоистых кристаллах дихалькогенидов переходных металлов типа TaS_2 (металлич. проводимость) или MoS_2 (полупроводник), а также в их *интеркалированных соединениях* I или интеркалированных соединениях графита. В дихалькогенидах переходных металлов слой металла с двух сторон окружён слоями халькогенов и связь этих трёх слоёв в сэндвиче является сильной (ковалентной). Сэндвичи упакованы в кристалле также слоями, причём взаимодействие сэндвичей близко к ван-дер-ваальсовскому. В интеркалированных соединениях металлич. слои раздвинуты ещё больше непроводящими слоями молекул или групп атомов, введённых в пространство между сэндвичами. К К. с. относятся также органич. проводники, где плоские органич. молекулы упакованы в цепочки, к-рые, располагаясь параллельно друг другу, образуют проводящие слои, разделённые непроводящими слоями др. молекул, напр. в BEDT—TTF_2I_3 проводящие слои плоских молекул BEDT—TTF разделены слоями из атомов I [2].

Анизотропия проводимости $\sigma_\parallel/\sigma_\perp$ достигает 50 в слоистых соединениях типа TaS_2 и 10^5 в интеркалированном соединении TaS_2 с пиридином.

По мере уменьшения δ движение электронов приближается к двумерному, а ниже нек-рого порогового значения $\mathcal{E}_0$ для δ система начинает вести себя как двумерная. Пороговое значение $\mathcal{E}_0$ совпадает с характерной энергией эффекта. Напр., если рассматривается *Ванье — Мотта экситон* в слоистом полупроводнике, то $\mathcal{E}_0$ — энергия связи экситона. При $\delta \gg \mathcal{E}_0$ мы имеем дело с трёхмерным анизотропным экситоном. Его уровни энергии определяются ридберговской серией, а волновая ф-ция анизотропна в меру анизотропии $m_\parallel^*$ и $m_\perp^*=\hbar^2/2dt$. При $\delta \ll \mathcal{E}_0$ экситон локализован в слое и его спектр определяется решением кулоновской задачи для двумерного движения электрона и дырки. В случае *сверхпроводимости* энергия $\mathcal{E}_0$ по порядку величины есть темп-ра сверхпроводящего перехода $T_{кр}$, и при $\delta \gg T_{кр}$ мы имеем дело с обычными анизотропными сверхпроводниками, а при $\delta \ll T_{кр}$ реализуется джозефсоновское взаимодействие слоёв со всеми свойствами, характерными для джозефсоновских переходов во внеш. полях [1]. Системы с $\delta \ll \mathcal{E}_0$ наз. квазидвумерными (в узком смысле) по отношению к рассматриваемому эффекту. Т. о., система может быть обычной анизотропной для одного явления и квазидвумерной для др. эффекта [2].

Лит.: 1) Булаевский Л. Н., Сверхпроводимость и электронные свойства слоистых соединений, «УФН», 1975, т. 116, с. 449; 2) Ягубский Э. Б. и др., Сверхпроводящие свойства ромбической фазы триодида бис-(этилендитиоло) тетратиофульвалена, «Письма в ЖЭТФ», 1984, т. 39, с. 275.

Л. Н. Булаевский.

КВАЗИИМПУЛЬС — векторная характеристика $\boldsymbol{p}$ состояния квазичастицы в кристалле. К. играет для частиц в периодич. среде (напр., в кристаллич. решётке) ту же роль, что и импульс частицы в пространственно однородных системах. В однородной среде преобразование волновой ф-ции $\psi(\boldsymbol{r})$ частицы при произвольном смещении $\boldsymbol{u}$ имеет вид $\psi(\boldsymbol{r}+\boldsymbol{u})=\exp(i\boldsymbol{p}^*\boldsymbol{u}/\hbar)\psi(\boldsymbol{r})$, где $\boldsymbol{p}^*$ — импульс частицы. Для пространственно периодич. систем $\psi(\boldsymbol{r})$ обладают аналогичным свойством только для смещений, равных векторам трансляции (периодам) $\boldsymbol{a}_i$ системы:

$$\psi(\boldsymbol{r}+\boldsymbol{a}_i)=\exp(i\boldsymbol{p}\boldsymbol{a}_i/\hbar)\,\psi(\boldsymbol{r}). \qquad (1)$$

Здесь $\boldsymbol{p}$ — К. При этом волновая ф-ция частицы имеет вид:

$$\psi_{n,\,\boldsymbol{p}}\,(\boldsymbol{r})=\exp(i\boldsymbol{p}\boldsymbol{r})\,W_{n,\,\boldsymbol{p}}\,(\boldsymbol{r}), \qquad (2)$$

где $W_{n,\,\boldsymbol{p}}(\boldsymbol{r}+\boldsymbol{a}_i)=W_{n,\,\boldsymbol{p}}(\boldsymbol{r})$. Согласно *Блоха теореме*, собств. волновые ф-ции стационарных состояний квазичастиц, находящихся в поле с периодич. потенциалом, имеют вид (2), причём значение $\boldsymbol{p}$ вместе с индексом n (номер энергетич. зоны) образуют полный набор квантовых чисел, определяющих данное состояние (см. *Блоховские электроны*, *Зонная теория*).

В отличие от импульса величина К. задаётся неоднозначно — состояния, в к-рых $\boldsymbol{p}/\hbar$ отличаются на один из векторов *обратной решётки* $\boldsymbol{b}_k$, тождественны. Соответственно для всех физически различных состояний $\boldsymbol{p}$ можно задавать внутри одной элементарной ячейки обратной решётки (в качестве к-рой обычно выбирают *Бриллюэна зону*). С неоднозначностью связано и отсутствие точного закона сохранения К.: при взаимодействии квазичастиц их суммарный К. сохраняется лишь с точностью до $\hbar\boldsymbol{b}_k$. Это проявляется в *переброса процессах*.

Значения К. определяют энергию квазичастиц $\mathcal{E}_n(\boldsymbol{p})$ внутри каждой из энергетич. зон. Изменение К. под действием внешнего $V(\boldsymbol{r})$ задаётся ур-нием, аналогичным закону Ньютона: $d\boldsymbol{p}/dt=-\nabla V(\boldsymbol{r})$. Возможность введения К. существенно упрощает анализ свойств кристаллов: вид, взаимное расположение, связность, наличие особенностей и т. д. для *ферми-поверхностей* и энергетич. зон, определяемых в пространстве К., позволяют сделать качественные выводы о свойствах твёрдых тел, напр. о их проводимости.

Лит. см. при статьях *Зонная теория*, *Квазичастица*.

А. Э. Мейерович.

КВАЗИКЛАССИ́ЧЕСКОЕ ПРИБЛИЖЕ́НИЕ в квантовой механике (Венцеля — Крамерса — Бриллюэна метод, ВКБ метод) — приближённый метод нахождения волновой ф-ции и уровней энергии квантовой системы при условии, что длина волны де Бройля λ частиц системы много меньше характерных размеров R изменения потенциала. В условиях К. п. квантовое *неопределённостей соотношение* позволяет построить *волновой пакет*, в к-ром неопределённости координаты и импульса гораздо меньше самих этих величин. Такой пакет будет двигаться, подчиняясь законам классич. механики с точностью до малых величин порядка λ/R. В простейшем случае точечной частицы массы m с заданной энергией $\mathcal{E}$, движущейся по законам классич. механики во внеш. поле с потенциалом $U(\boldsymbol{r})$, модуль импульса $p(\boldsymbol{r})$ в данной точке пространства $\boldsymbol{r}$ равен $p(\boldsymbol{r})=[2m(\mathcal{E}-U(\boldsymbol{r}))]^{1/2}$. Длина волны связана с импульсом соотношением де Бройля $\lambda(\boldsymbol{r})=h/p(\boldsymbol{r})$. Критерий применимости К. п. таков:

$$|\nabla\lambda(\boldsymbol{r})|=\frac{h}{p^2}\,|\nabla p(\boldsymbol{r})| \ll 1. \qquad (1)$$

Движение квантовой частицы в тех же условиях определяется *Шрёдингера уравнением*:

$$\hbar^2\Delta\psi+p^2(\boldsymbol{r})\,\psi=0, \qquad (2)$$

где ψ — волновая ф-ция частицы. В одномерном случае (потенциал и волновая ф-ция зависят лишь от одной координаты x) приближённые решения ур-ния (2) в классически доступной области $\mathcal{E}>U(x)$ имеют вид

$$\psi(x)=\frac{C}{\sqrt{p(x)}}\exp\left[\pm\frac{i}{\hbar}\int p\,dx\right], \qquad (3)$$

где C — постоянная. Решения (3) представляют собой простейшее обобщение плоской волны $\exp(ipx/\hbar)$ на

случай медленно меняющегося $p(x)$. Предэкспоненц. множитель обеспечивает закон сохранения числа частиц, т. е. независимость потока числа частиц

$$j=(2mi)^{-1}\left(\psi^*\frac{\partial\psi}{\partial x}-\psi\frac{\partial\psi^*}{\partial x}\right)=(p/m)\,|\,\psi\,|^2$$

от координаты (звёздочка означает комплексное сопряжение).

Решения (3) с той же точностью справедливы и в классически недоступной области $\mathcal{E}<U(x)$. Однако в этом случае величина $p(x)$ становится чисто мнимой. Поэтому одно из решений экспоненциально убывает, а другое растёт по мере удаления в классически недоступную область. Эти решения описывают чисто квантовый эффект подбарьерного проникновения частиц.

Критерий (1) не выполняется вблизи классич. точек поворота x_0, где $U(x_0)=\mathcal{E}$. Если $U(x)$ регулярен в точке x_0, то вблизи неё ур-ние Шрёдингера можно приближённо заменить ур-нием с линейным потенциалом $U(x)=U'(x_0)(x-x_0)$, к-рое сводится к ур-нию Эйри (см. *Эйри функция*).

Его решения:

$$\psi=C\sqrt{\frac{\xi}{p(x)}}\,Z_{1/3}(\xi), \qquad (4)$$

где $Z_{1/3}(\xi)$ — любое решение ур-ния Бесселя с индексом $^1/_3$ (см. *Цилиндрические функции*) и

$$\xi=\int\limits_{x_0}^{x}p\,dx=\frac{2}{3}\sqrt{-U'(x_0)}\,(x-x_0)^{3/2}.$$

Замена точного ур-ния Шрёдингера приближённым вблизи нулей и особенностей ф-ции $p^2(x)$ носит назв. метода эталонных ур-ний. Так, вблизи простого нуля ф-ции $p^2(x)$ эталонным является ур-ние Эйри; если близкими оказываются два простых нуля, то эталонным является ур-ние параболич. цилиндра (см. *Параболического цилиндра функции*); при сближении простого нуля и полюса эталонным оказывается вырожденное гипергеом. ур-ние (см. *Вырожденная гипергеометрическая функция*). Во всех этих случаях известны аналитич. свойства решений эталонных ур-ний. Возможны и более сложные эталонные ур-ния, решения к-рых пока не исследованы.

Решения эталонного ур-ния (4) плавно сшиваются с квазиклассич. решениями (3), определяя тем самым правила перехода через точки поворота. В частности, то из решений (3), к-рое экспоненциально убывает в классически недоступной области, в разрешённой области ведёт себя как

$$\psi(x)=\frac{2C}{\sqrt{p(x)}}\cos\left(\frac{1}{\hbar}\int\limits_{x_0}^{x}p(x)\,dx-\frac{\pi}{4}\right), \qquad (5)$$

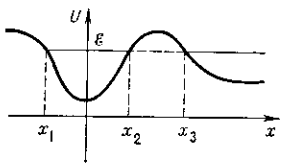
где x_0 — классич. точка поворота. Если классически доступная область ограничена обычными точками поворота x_1, x_2, то уровни энергии определяются правилами квантования Бора — Зоммерфельда:

$$\int\limits_{x_1}^{x_2}p(x)\,dx=(n+{}^1/_2)\,\pi\hbar. \qquad (6)$$

Здесь n — квантовое число, нумерующее уровни. При переходе к классич. механике величина n играет роль *адиабатического инварианта*. Если одна или обе границы классич. движения близки к особенностям потенциала, то в правой части ур-ния (6) вместо слагаемого $^1/_2$ появляется не зависящая от n постоянная γ, значение к-рой определяется характером особенности.

В 1913 Н. Бор (N. Bohr) постулировал правила квантования (6) и с их помощью впервые интерпретировал эксперим. спектры поглощения атомов водорода. В силу спец. симметрии квазиклассич. уровни энергии атома водорода совпадают с точными.

Пусть потенциал $U(x)$ таков, что в нём имеется две области классически разрешённого движения, одна из к-рых ограничена (рис.). Классич. частица, находящаяся в потенц. яме, не сможет покинуть её. Но квантовая частица имеет отличную от нуля волновую ф-цию и в подбарьерной области. Выход частицы из потенц. ямы сквозь барьер является квантовым эффектом, наз. туннелированием (туннельным проникновением; см. *Туннельный эффект*). Вероятность туннелирования за единицу времени определяется ур-нием



$$w=\nu(\mathcal{E})\exp\left[-\frac{2}{\hbar}\int\limits_{x_2}^{x_3}|\,p(x)\,|\,dx\right], \qquad (7)$$

где $\nu(\mathcal{E})$ — классич. частота движения частиц в потенц. яме. Множитель $\nu(\mathcal{E})$ возникает из условия нормировки волновой ф-ции в классически доступной области. Представление о квантовом туннелировании и его количеств. выражение (7) были впервые применены Г. А. Гамовым (G. Gamov) для объяснения *альфа-распада*.

Другим сугубо квантовым эффектом является отражение потенц. барьером частицы с энергией, большей высоты барьера. Если потенциал является аналитич. ф-цией x, то в К. п. коэф. надбарьерного отражения (доля отраженных частиц) равен

$$R(\mathcal{E})=\exp\left[\frac{2i}{\hbar}\int\limits_{x_0^*}^{x_0}p(x)\,dx\right]. \qquad (8)$$

Интегрирование в показателе экспоненты происходит вдоль контура в комплексной плоскости x, идущего из ближайшей к веществ. оси комплексной точки поворота x_0^* в ниж. полуплоскости к комплексно сопряжённой точке поворота x_0. Ф-лы (7) и (8) применимы в том случае, когда показатели экспонент велики.

Надбарьерное отражение является частным случаем процесса, запрещённого классич. механикой. В квантовой механике такие процессы, вообще говоря, возможны, но имеют экспоненциально малую вероятность. Классич. траектория такого процесса, т. е. решение вариационного ур-ния $\delta S=0$, существует, но оказывается комплексной. Комплексно и действие S вдоль траектории. Вероятность классически запрещённого перехода определяется ф-лой

$$w\sim\exp\left(-\frac{2\,\mathrm{Im}\,S}{\hbar}\right),$$

где действие взято вдоль классич. пути с мин. мнимой частью $\mathrm{Im}S$. Вычисление предэкспоненц. множителя требует конкретизации задачи.

Задача о переходах в квантовой системе часто решается методом *адиабатического приближения*, сходным с квазиклассическим. Необходимым условием применимости адиабатич. приближения является возможность разделения движений на быстрые и медленные. Так, в случае атомных соударений движение ионов можно считать медленным, а движение электронов быстрым. Если система помещена в переменное внеш. поле, его частоты должны быть малы по сравнению с характерными частотами системы. В адиабатич. приближении уровни энергии $\mathcal{E}_i$ квантовой системы можно считать параметрически зависящими от времени t. Условие адиабатичности нарушается при пересечении любых двух уровней $\mathcal{E}_1$ и $\mathcal{E}_2$ (см. *Пересечение уровней*). В небольшом интервале времени около момента пересечения двух термов происходят переходы между ними. Вблизи точки пересечения справедлива эталонная система двух ур-ний для амплитуд состояний, являющая-

ся аналогом ур-ния Эйри. Вероятность перехода определяется ф-лой

$$w_1 = \exp\left(-\frac{2|\operatorname{Im} S|}{\hbar}\right), \qquad (9)$$

где действие $S=\int^{t_0}[\mathcal{E}_1(t)-\mathcal{E}_2(t)]dt$, а t_0 — момент пересечения термов, находящийся, вообще говоря, в комплексной плоскости. При двукратном прохождении точки пересечения вероятность перехода равна $w_2=2w_1(1-w_1)$. Возмущение V, приводящее к переходу между термами невозмущённой системы, приводит к отталкиванию уровней и невозможности их пересечения при веществ. временах. Если возмущение V мало по сравнению с характерной разностью энергий вдали от точки пересечения, то момент t_0 недалёк от веществ. оси. В этом случае

$$\operatorname{Im} S = \frac{\pi V^2}{|\mathcal{E}_1' - \mathcal{E}_2'|}, \qquad (10)$$

где $\mathcal{E}_1'$, $\mathcal{E}_2'$ — производные от невозмущённых уровней энергии в точке пересечения. В случае, когда медленным является относит. движение двух ионов в молекуле, $\mathcal{E}_i'=vF_i$, где v — скорость движения ядер вблизи точки пересечения термов, F_i — сила, действующая на ядра, когда электроны находятся в состоянии с номером i. Подставляя (9) и (10) в выражение для w_2, получаем ф-лу Ландау — Зинера:

$$w_2 = 2w_1(1-w_1); \quad w_1 = \exp\left(-\frac{2\pi V^2}{\hbar v|F_1 - F_2|}\right). \qquad (11)$$

Если один из уровней принадлежит непрерывному спектру, то ф-ла (11) описывает явление предиссоциации молекулы.

К. п. с известными оговорками обобщается на случай движения в многомерном пространстве. Волновую ф-цию в этом случае можно записать в виде

$$\psi(\boldsymbol{r}) = \sum \sqrt{\frac{A(\boldsymbol{r})}{p(\boldsymbol{r})}} \exp[iS(\boldsymbol{r})/\hbar]\left(1+O(|\nabla\lambda|)\right). \qquad (12)$$

Здесь $S(\boldsymbol{r})$ — классич. действие, подчиняющееся *Гамильтона — Якоби уравнению:*

$$(\nabla S)^2 = p^2(\boldsymbol{r});$$

величина $A^{-1}(\boldsymbol{r})$ — относит. площадь сечения бесконечно тонкого пучка классич. траекторий, проведённого нормально к импульсу $\boldsymbol{p}=\nabla S$; суммирование в (12) проводится по всем классич. траекториям, проходящим через заданную точку $\boldsymbol{r}$. Решение (12) обеспечивает закон сохранения числа частиц. Ф-ция $A(\boldsymbol{r})$ удовлетворяет ур-нию $\operatorname{div}[(\boldsymbol{p}/p)A]=0$, эквивалентному ур-нию непрерывности для пучка частиц. Аналогичное построение в оптике наз. методом *эйконала* или *геометрической оптики методом*. Площадь сечения пучка траекторий пропорц. произведению гл. радиусов кривизны поверхности волнового фронта $S=\text{const}$. Поверхности, на к-рых $A^{-1}(\boldsymbol{r})$ обращается в нуль, наз. *каустиками*. Они являются огибающими классич. траекторий, отделяющими классически доступные области от недоступных, подобно точкам поворота в одномерной задаче. В классически недоступной области волновая ф-ция по-прежнему имеет вид (12), но $S(\boldsymbol{r})$ становится чисто мнимым, так что волновая функция экспоненциально убывает.

Вблизи каустик, но вдали от их особых точек волновая ф-ция сравнительно быстро меняется по нормали и медленно в касательной к каустике плоскости. Приближённое решение вблизи каустик, как и в одномерном случае, подчиняется эталонным уравнениям, простейшим и наиболее типичным из к-рых является уравнение Эйри. Решение эталонных уравнений позволяет «сшить» квазиклассич. волновые ф-ции по обе стороны каустики.

Построение квазиклассич. волновых ф-ций, данное выше, обобщается на случай системы мн. частиц, а также на случай произвольной зависимости энергии от импульса, что важно в теории твёрдого тела.

К. п. в многомерном случае, данное ур-нием (12), осмысленно только при конечном и не слишком большом числе траекторий, проходящих через данную точку. Для этого необходимо, чтобы классич. движение было устойчивым хотя бы в нек-рых областях. Др. словами, нек-рая часть фазового пространства должна расслаиваться на инвариантные торы (см. *Гамильтонова система*), по к-рым движется классич. система. Тогда правила квантования Бора — Зоммерфельда принимают вид

$$\oint_{C_i} p\,dq = (n_i + \gamma_i)\,2\pi\hbar, \qquad (13)$$

где p — обобщённый импульс, q — обобщённая координата, интегрирование в (13) ведётся по одной из независимых замкнутых кривых на торе, вообще говоря, не совпадающей с классич. траекторией, γ_i — число, зависящее от того, сколько раз кривая C_i касается каустики. Если известна, хотя бы приближённо, к.-н. замкнутая устойчивая классич. траектория, то в её окрестности правила квантования (13) позволяют найти большое число уровней. Соответствующие волновые ф-ции локализованы в узком канале вокруг классич. траектории, площадь канала $\sigma \approx \sqrt{R\lambda}$, где R — характерный линейный размер траектории.

Наиб. просто квазиклассич. правила квантования применяются для высоковозбуждённых состояний систем с почти разделяющимися переменными. Если невозмущённая система невырождена, т. е. частоты $\omega_i = \hbar^{-1}\partial\mathcal{E}_0/\partial n_i$ несоизмеримы ($\mathcal{E}_0(n)$ — энергия невозмущённой системы, n_i — квантовые числа), то энергия изменяется на величину $\langle V\rangle$ возмущения V, усреднённого по всем фазовым переменным, а волновая ф-ция сосредоточена в окрестности $\Delta n_i \sim |V|/\hbar\omega_i$ около фиксированных значений n_i^0. Если нек-рые из частот соизмеримы, напр. две частоты ω_1 и ω_2 равны друг другу, то разность соответствующих угл. переменных $\varphi_1-\varphi_2$ медленно меняется, а квантовое число $k=n_1-n_2$ изменяется в широком интервале. Усреднённое по быстрым фазам возмущение V является *гамильтонианом* для медленных переменных.

Правила перехода от квантовых к классич. величинам таковы. Классич. частоты определяют расстояния между соседними уровнями. Матричные элементы физ. величин переходят в фурье-компоненты соответствующих классич. величин. Наконец, *перестановочным соотношениям* операторов в квантовой механике соответствуют классические *Пуассона скобки*, помноженные на $-i\hbar$.

Общепринято представление о том, что в случае, когда классич. движение хаотично, квантовая система демонстрирует нерегулярное поведение высоковозбуждённых уровней. Их ср. плотность $\rho(\mathcal{E})$ определяется, как и в случае свободных частиц, производной по энергии от объёма классически доступной области в фазовом пространстве. Напр., для частицы, движущейся в потенц. поле $U(\boldsymbol{r})$ в трёхмерном пространстве

$$\rho(\mathcal{E}) = (2\pi)^{-2}(2m)^{3/2}h^{-3}\int\limits_{\mathcal{E}>U(\boldsymbol{r})}[\mathcal{E}-U(\boldsymbol{r})]^{1/2}\,d\boldsymbol{r}.$$

Но расстояния между уровнями флуктуируют. Задача о распределении расстояний между уровнями не решена, намечены только нек-рые подходы к ней. Мало известно о статистич. характеристиках волновых ф-ций. Численные методы и теоретич. соображения показывают, что квадрат модуля волновой ф-ции максимален вблизи периодич. классич. траекторий, даже если они неустойчивы. Энергия системы на такой траектории соответствует максимуму плотности состояний.

Для вычисления вероятности туннелирования в многомерном случае необходимо найти траекторию, про-

ходящую в классически недоступной области, вдоль к-рой минимален модуль мнимого действия. Вероятность туннелирования в основном определяется экспоненциально малым фактором $\exp(-2|S|/\hbar)$, где S — мнимое действие вдоль туннельной траектории. Предэкспоненц. множитель находится с помощью правил сшивки на каустике по известной волновой ф-ции внутри потенц. ямы.

К. п. легко обобщается на нестационарный случай, если в ф-ле (12) подразумевать под S зависящее от времени действие, подчиняющееся нестационарному ур-нию Гамильтона — Якоби.

К. п. можно получить из представления Фейнмана волновой ф-ции в виде интеграла по всем путям (см. *Функционального интеграла метод*), если считать $\hbar$ малой величиной. Тогда осн. вклад в интеграл вносит малая окрестность путей, вдоль к-рых действие минимально, т. е. классич. траекторий.

К. п. можно использовать в чисто матем. целях для вычисления асимптотич. вида решений обыкновенных линейных дифференц. ур-ний второго порядка:

$$y''+q^2(x)\,y=0$$

[ср. с ур-нием (2)]. К такому виду приводятся ур-ния для *гипергеометрических функций* и нек-рых важных частных случаев этих ф-ций (ф-ций Бесселя, Лежандра, Лагерра и др.). Асимптотич. решения этих ур-ний имеют общий вид

$$y=\frac{A}{\sqrt{q}}\exp\left(i\int\limits_{x_0}^{x}q\,dx\right)+\frac{B}{\sqrt{q}}\exp\left(-i\int\limits_{x_0}^{x}q\,dx\right)$$

и подчиняются эталонным ур-ниям вблизи разл. особых точек. Если $q^2(x)$ — аналитич. ф-ция, то такие решения можно продолжить в комплексную плоскость x. Однако на нек-рых линиях в комплексной плоскости, наз. линиями Стокса, коэф. A и B могут резко меняться. В частности, из каждой точки поворота x_0, в к-рой $q^2(x_0)=0$, выходят три линии Стокса под углом 120°. Решение y_0, к-рое ведёт себя как $\exp\left(i\int_{x_0}^{x}q dx\right)$ на биссектрисе одного из углов (убывающая экспонента), приходит с неизменным коэф. на линии Стокса, ограничивающие этот угол. Но на третьей линии Стокса появляется вторая экспонента с коэф. $\pm i$. Матрица, преобразующая коэф. A, B при переходе с одной линии Стокса на другую, наз. матрицей монодромии. Знание этой матрицы позволяет «сшивать» квазиклассич. асимптотики в разных областях без детального исследования эталонных уравнений. В частности, приведённое правило изменения коэффициентов в окрестности точки поворота эквивалентно правилу сшивки (4).

Историческая справка. Как метод решения дифференц. ур-ний К. п. впервые применялось Ж. Лиувиллем (J. Liouville) в 1837. Дальнейшее развитие К. п. нашло в трудах Рэлея (J. Rayleigh, 1912) и Х. Джеффриса (H. Jeffreys, 1923). В связи с задачами квантовой механики К. п. было вновь изобретено Г. Венцелем (G. Wentzel), Х. Крамерсом (H. A. Kramers) и Л. Бриллюэном (L. N. Brillouin) в 1926, вследствие чего оно часто и наз. методом ВКБ (WKB или JWKB). Крамерс, в частности, установил правила сшивки вблизи точки поворота.

Квазиклассич. правила квантования были угаданы Н. Бором (N. Bohr) в 1913, за 13 лет до создания регулярной квантовой механики.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, 3 изд., М., 1974; Мигдал А. Б., Качественные методы в квантовой теории, М., 1975; Маслов В. П., Федорюк М. В., Квазиклассическое приближение для уравнений квантовой механики, М., 1976. *В. Л. Покровский.*

КВАЗИКООРДИНА́ТЫ — понятия, устанавливаемые след. образом: если положение механич. системы определяется s обобщёнными координатами $q_1, q_2, \ldots, q_s$, то величины $d\pi_1, d\pi_2, \ldots, d\pi_s$, являющиеся независимыми друг от друга линейными комбинациями дифференциалов координат $q_1, q_2, \ldots, q_s$ и выражаемые неинтегрируемыми равенствами вида

$$d\pi_i=a_{i1}\,dq_1+a_{i2}\,dq_2+\ldots+a_{is}\,dq_s\quad(i=1,\,2,\,\ldots,\,s)\qquad(1)$$

(где a_{ik} — коэф., зависящие от $q_1, q_2, \ldots, q_s$), наз. дифференциалами К., а сами $\pi_1, \pi_2, \ldots, \pi_s$ — К. данной системы. Поскольку ур-ния (1) неинтегрируемы, то явных выражений для К. π_i как функций $q_1, q_2, \ldots, q_s$ не существует. Если же ур-ния (1) могут быть проинтегрированы и из них можно определить π_i как ф-ции $q_1, q_2, \ldots, q_s$, то π_i будут в этом случае не К., а нек-рыми новыми обобщёнными координатами системы.

По аналогии величины

$$\omega_i=\frac{d\pi_i}{dt}=a_{i1}\dot{q}_1+a_{i2}\dot{q}_2+\ldots+a_{is}\dot{q}_s\quad(i=1,\,2,\,\ldots,\,s)\qquad(2)$$

(где $\dot{q}_k=dq_k/dt$ — обобщённые скорости, t — время) наз. квазискоростями. Поскольку явных выражений для К. π_i не существует, то ω_i, в отличие от обобщённых (истинных) скоростей, не представляют собою производных по времени от к.-н. координат (параметров), а символ $d\pi_i/dt$ в равенствах (2) является лишь условным обозначением.

Использование К. и квазискоростей позволяет в ряде случаев существенно упростить вид соответствующих ф-л и ур-ний, а также выкладок, связанных с их получением. Напр., для твёрдого тела, движущегося вокруг неподвижной точки O, проекции его мгновенной угл. скорости на связанные с телом оси $Oxyz$, если за обобщённые координаты принять *Эйлера углы* φ, ψ, θ, имеют значения (см. *Эйлера кинематические уравнения*):

$$\begin{aligned}\omega_1&=\frac{d\pi_1}{dt}=(\sin\theta\sin\varphi)\,\dot{\psi}+(\cos\varphi)\,\dot{\theta},\\ \omega_2&=\frac{d\pi_2}{dt}=(\sin\theta\cos\varphi)\,\dot{\psi}-(\sin\varphi)\,\dot{\theta},\\ \omega_3&=\frac{d\pi_3}{dt}=\dot{\varphi}+(\cos\theta)\,\dot{\psi}.\end{aligned}\qquad(3)$$

Эти ур-ния, по виду аналогичные равенствам (2), не могут быть проинтегрированы и из них нельзя определить π_1, π_2, π_3 как ф-ции φ, ψ, θ. Следовательно, π_1, π_2, π_3 будут в данном случае соответствующими К., а ω_1, ω_2, ω_3 — квазискоростями, к-рые не могут быть выражены в виде производных по времени от к.-н. величин. Но используя ω_1, ω_2, ω_3 и приняв одновременно за оси $Oxyz$ гл. оси инерции тела для точки O, можно, напр., получить очень компактное выражение для кинетич. энергии T тела: $T=0{,}5(I_1\omega_1^2+I_2\omega_2^2+I_3\omega_3^2)$, где I_1, I_2, I_3 — моменты инерции тела относительно осей x, y, z соответственно. Из равенств (3) видно, каким громоздким будет ур-ние для T, выраженное непосредственно через координаты φ, ψ, θ и скорости $\dot{\varphi}$, $\dot{\psi}$, $\dot{\theta}$. Если же в данном случае воспользоваться ур-ниями Лагранжа в К. (см. [2]), то в них вместо производных от T по обобщённым скоростям $\dot{\varphi}$, $\dot{\psi}$, $\dot{\theta}$ войдут производные по квазискоростям ω_1, ω_2, ω_3, имеющие, как видно, очень простые выражения ($\partial T/\partial\omega_1=I_1\omega_1$ и т. д.), а производные по К. π_1, π_2, π_3 обратятся в нули; в результате получаются очень компактные дифференц. ур-ния движения тела вокруг точки O (см. *Эйлера динамические уравнения*).

Лит.: 1) Уиттекер Е. Т., Аналитическая динамика, пер. с англ., М.— Л., 1937, § 30; 2) Лурье А. И., Аналитическая механика, М., 1961. *С. М. Targ.*

КВАЗИКРИСТА́ЛЛ — твёрдое тело, состоящее из атомов, к-рые не образуют кристаллич. решётки, но тем не менее обладают дальним координац. порядком, проявляющимся в способности когерентно рассеивать падающее излучение (см. *Дальний и ближний порядок*). Дальний координац. порядок принципиально отличает К. от *жидкостей* и аморфных тел, а отсутствие подрешеток — от таких нестехиометрич. соединений, как т. н. алхим. золото ($Hg_{3-\delta}AsF_6$). Как и вещества с волнами

зарядовой и спиновой плотности (см. *Волны зарядовой плотности*), К. является *несоразмерной структурой*, однако в отличие от них несоизмеримость К. обусловлена свойствами его *точечной группы симметрии*. Характерными для К. являются нефёдоровские группы симметрии, несовместимые с трансляционной инвариантностью кристаллов (см. *Симметрия кристаллов*). Известен ряд материалов, имеющих группу симметрии правильного икосаэдра, содержащую запрещённые для фёдоровских групп оси симметрии 5-го порядка. Эти вещества можно разделить на два класса: «метастабильные» (напр., Al_6Mn, UPd_3Si, Ti—Ni—V) и «стабильные» (напр., Al_6CuLi_3, Al—Cu—Fe, Al—Zn—Mg). Метастабильные К. получаются из расплава быстрым охлаждением, а при нагревании необратимо переходят в кристаллич. состояние. Электронограмма этих К. состоит из точечных рефлексов (рис. 1), характерных для обычных кристаллов (см. *Электронография*). Размер области, в к-рой имеется дальний координац. порядок, оценивается по обратной полуширине дифракционных пиков и для разных соединений составляет от 10 до 10^3 Å. Стабильные К. получаются при сколь угодно медленном охлаждении расплава, т. е. ему соответствует определённая область на диаграмме равновесных состояний. Дифракционные пики электронограммы имеют малую ширину, варьирующуюся от 10^{-2} до 10^{-5} Å, т. е. размер области координац. упорядочения существенно больше, чем у метастабильных К. Как и для обычных кристаллов, группа симметрии проявляется в морфологии роста, приводя к образованию ограничённых монокристаллов с икосаэдрич. симметрией (рис. 2). Помимо икосаэдрич. К., получены также К., группы симметрии к-рых содержат оси симметрии 8-го, 10-го и 12-го порядка, запрещённые для фёдоровских групп симметрии.

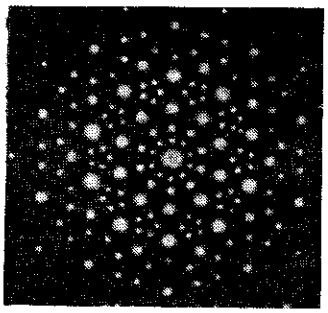


Рис. 1. Электронограмма квазикристалла Al_6Mn.

Структуру икосаэдрич. К. можно описать двумя эквивалентными способами. Первый основывается на предложенном Р. Пенроузом (R. Penrose) методе построения непериодич. узоров, состоящих из двух разных элементов (рис. 3). Хотя у этого узора и его трёхмерного аналога, описывающего К., периодичность отсутствует, в расположении ромбов и соответствующих им атомов есть элементы упорядочения: 1) в узоре можно найти сколь угодно большие фрагменты с симметрией 5-го порядка; 2) структура квазипериодична — на достаточно больших расстояниях повторяются сколь угодно большие её участки; 3) узор обладает симметрией подобия — структура, получаемая удалением определ. набора атомов, отличается от исходной изменением масштаба в $\tau=(\sqrt{5}+1)/2$ раз; 4) атомы расположены в определённых плоскостях (в двумерном случае — на линиях), причём расстояние между плоскостями (линиями) может принимать 2 значения, к-рые чередуются в определённом порядке (связанном с числовым рядом Фибоначчи), отношение этих значений равно τ; 5) дифракц. картина от подобной структуры необычна: расположение атомов вдоль плоскостей приводит к Брэгговским пикам, причём, в отличие от кристаллов, точечные рефлексы плотно заполняют обратное пространство, тем не менее только малая доля пиков имеет большую интенсивность и может наблюдаться экспериментально. Положения пиков и распределение их интенсивностей, вычисленные для трёхмерного узора, качественно согласуются с экспериментом.

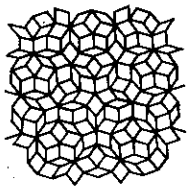
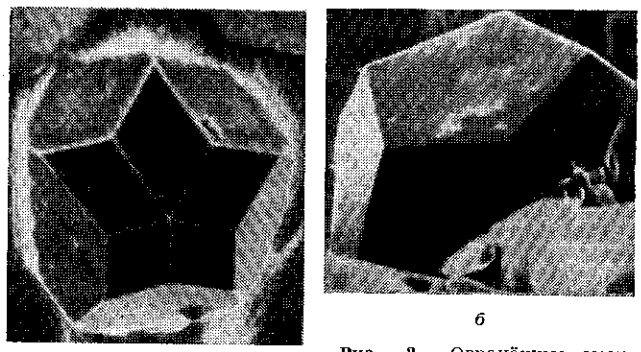


Рис. 3. Плоский непериодический узор, составленный из двух типов ромбов с острыми углами 36° и 72°.



а б

Рис. 2. Ограничённые монокристаллические зёрна икосаэдрических К.: а) $Al_6Cu\,Li_3$—триаконтаэдрическая огранка; б) Al—Cu—Fe — додекаэдрическая огранка.

Др. метод описания структуры икосаэдрич. К. основан на том, что группа икосаэдра содержится в группе симметрий шестимерного гиперкуба, к-рая совместима с трансляционной инвариантностью в шестимерном пространстве. Произвольный шестимерный периодич. кристалл с такой симметрией может быть использован для построения трёхмерной структуры. Для этого трёхмерное пространство рассматривается как гиперплоскость в шестимерном и часть атомов шестимерного кристалла, близкая к ней, проектируется на гиперплоскость. Изменяя шестимерный кристалл, можно получить различные трёхмерные структуры и, в частности, узор Пенроуза. Полученные т. о. структуры обладают свойствами 1—5. Выбор пространства др. размерности и гиперплоскости в нём позволяет описать структуры с произвольными нефёдоровскими симметриями.

Лит.: Shechtman D. и др., Metallic phase with long-range orientation order and no translational symmetry, «Phys. Rev. Lett.», 1984, v. 53, p. 1951; Levine D., Steinhardt P. J., Quasicrystals: a new class of ordered structures, там же, p. 2477; Калугин П. А., Китаев А. Ю., Левитов Л. С., $Al_{0,86}Mn_{0,14}$ — шестимерный кристалл, «Письма в ЖЭТФ», 1985, т. 41, с. 119.

Л. С. Левитов.

КВАЗИЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ ПЛАЗМЫ — приближённая теория, использующая метод *адиабатических приближений* для описания взаимодействий частиц и волн в плазме. К. т. п. описывает возникновение слабой турбулентности в плазме, когда можно считать, что отд. волновые моды независимы, но влияние их на ф-цию распределения f_a частиц сорта a существенно. Особенно сильно *взаимодействие частиц с волнами* вблизи черенковского резонанса $\omega=\boldsymbol{kv}$, где ω и $\boldsymbol{k}$ — частота и вектор волны, $\boldsymbol{v}$ — скорость взаимодействующей с волной частицы. Аналогичный резонанс в магн. поле осуществляется при условии $\omega-n\omega_H=\boldsymbol{kv}$, $n=0, \pm1, \pm2, \ldots$, где ω_H — ларморова частота заряж. частицы.

Кинетич. ур-ния в квазилинейном приближении выводятся из бесстолкновительных *кинетических уравнений* для плазмы в форме Власова путём их усреднения по хаотич. колебаниям слаботурбулентной плазмы. В простейшем случае для плазмы без магн. поля ур-ния К. т. п. принимают вид

$$\frac{\partial f_a}{\partial t}=\frac{\partial}{\partial p_i}D_{ij}^{(a)}\frac{\partial f_a}{\partial p_j}, \qquad (1)$$

$$\boldsymbol{v}_a=\boldsymbol{v}_a(p)=pc\left(p^2+m_a^2c^2\right)^{-1/2}, \qquad (2)$$

где

$$D_{ij}^{(a)}=8\pi^2e_a^2\int\frac{k_ik_j}{k^2}W\delta(\omega-\boldsymbol{kv}_a)\,d^3k,$$

e_a и m_a — заряд и масса частицы, W — спектральная плотность энергии электростатич. колебаний, удовлетворяющая квазилинейному ур-нию

$$\frac{\partial W}{\partial t} = 2\gamma W. \qquad (3)$$

В ур-ниях (1) — (3) частота $\omega = \omega(k, t)$ и *инкремент* флуктуаций поля $\gamma = \gamma(k, t)$ определяются ф-лами, справедливыми и в линейной теории:

$$\varepsilon(\omega, k) = 1 + \sum_a \frac{4\pi e_a^2}{k^2} P \int \frac{k(\partial f_a/\partial p)\, d^3p}{\omega - kv_a}, \qquad (4)$$

$$\gamma = \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \omega}\right)^{-1} \sum_a \frac{4\pi e_a^2}{k^2} \int k^2 \frac{\partial f_a}{\partial p} \delta(\omega - k v_a)\, d^3p. \qquad (5)$$

Разница состоит в том, что f_a в линейной теории считается не зависящей от времени, в К. т. п. учитывается влияние развивающихся или развитых колебаний на ф-цию распределения заряж. частиц при условии адиабатич. подстройки колебаний под эти медленно меняющиеся ф-ции. К. т. п. описывает релаксац. процессы, происходящие в плазме, мало отличающейся от равновесной при развитии в ней неустойчивостей, называемых обычно кинетическими (пучковой, ионно-звуковой и т. д.). Критерий применимости ур-ний (1) — (5) есть $k\Delta v/\omega \gg \gamma$, где Δv — характерный разброс частиц по скоростям. Из (1) — (5) следует, что в бесстолкновительной плазме без магн. поля характер релаксации частиц определяется диффузией в пространстве скоростей. Так, напр., в наиб. простом, одномерном случае ленгмюровские колебания, возбуждаемые при развитии пучковой неустойчивости, приводят к диффузии частиц по скоростям, в результате чего в области взаимодействия частиц и волн ф-ция распределения частиц сглаживается, на ней образуется плато. Неустойчивость при этом стабилизуется [1] — [2]. В более сложных случаях, напр. для неоднородной плазмы в магн. поле, диффузия возникает не только в пространстве скоростей, но и в обычном пространстве [3]. Общий вид квазилинейного ур-ния для магнитоактивной плазмы приведён в [4].

Ур-ния К. т. п. используются только для слаботурбулентной плазмы, для описания турбулентности плазмы необходимы более общие ур-ния.

Лит.: 1) Арцимович Л. А., Сагдеев Р. З., Физика плазмы для физиков, М., 1979; 2) Веденов А. А., Рютов Д. Д., Квазилинейные эффекты в потоковых неустойчивостях, в кн.: Вопросы теории плазмы, т. 6, М., 1972; 3) Хортон В., Дрейфовая турбулентность и аномальный перенос, пер. с англ., в кн.: Основы физики плазмы, т. 2, М., 1984; 4) Беликов В. С., Колесниченко Я. И., Ораевский В. Н., Нелинейная теория термоядерной альфвеновской неустойчивости плазмы, «ЖЭТФ», 1974, т. 66, с. 1686.

Ю. Л. Климонтович, В. Н. Ораевский.

КВАЗИНЕЙТРАЛЬНОСТЬ ПЛАЗМЫ — одно из важнейших её свойств, заключающееся в практически точном равенстве плотностей входящих в её состав положит. и отрицат. заряж. частиц. В этом случае положит. и отрицат. пространственные заряды ионов и электронов компенсируют друг друга и полное электрич. поле внутри плазмы приблизительно равно нулю. К. п. объясняется тем, что при возникновении даже весьма малой избыточной плотности заряда одного к.-л. знака появляются большие электрич. поля, препятствующие дальнейшему разделению зарядов.

К. п. может нарушаться на расстояниях порядка *дебаевского радиуса экранирования* и на время $\lesssim 1/\omega_{pe}$ (ω_{pe} — *плазменная частота*). При исследовании низкочастотных процессов в плазме плотности электронов и ионов можно считать приблизительно равными, а вместе с тем электрич. поля — не равными нулю. Истинные значения полей определяются примерным равенством энергии заряда в поле и кинетич. энергии. Следствием К. п. является амбиполярный характер диффузии плазмы (см. *Амбиполярная диффузия*). См. подробнее в ст. *Плазма* и лит. при ней.

С. С. Моисеев.

КВАЗИОДНОМЕ́РНЫЕ СОЕДИНЕ́НИЯ — соединения, имеющие цепочечную структуру со слабым перекрытием электронных волновых ф-ций соседних цепочек. Электронный спектр К. с. анизотропен, и зона проводимости вдоль цепочек значительно превосходит ширину зоны в направлении, перпендикулярном цепочкам. В результате электропроводность вдоль цепочек $\sigma_\parallel$ значительно превышает электропроводность в перпендикулярных направлениях $\sigma_\perp$. К К. с. относят неск. классов соединений: 1) плоскоквадратные комплексы типа $K_2Pt(CN)_4Br_{0,3}\cdot xH_2O$ (рис. 1, *а*), где атомы Pt образуют параллельные цепочки, окружённые группами CN (рис. 1, *б*, *в*), и кристаллы из полимеров, напр. полиацетилена $(-CH=CH-)_x$ и полисульфурнитрида $(SN)_x$. Движение электронов по зоне, образованной атомами Pt (вытянуты вдоль цепочки) в платиновых комплексах и по цепи сопряжения $=C-C=C-$ в полиацетилене, оказывается довольно свободным; перескоки электронов между цепочками сильно затруднены из-за большого межцепочечного расстояния. В результате при $T=300$ К $\sigma_\parallel/\sigma_\perp \approx 2\cdot 10^2$. 2) Ион-радикальные соли на основе плоских органич. молекул типа тетрацианхиподиметана (TCNQ), тетратиофульвалена (TTF, рис. 2, *а*) или тетраметилтетраселенофульвалена (TMTSF). Плоские органич. молекулы в кристаллах этого типа упаковываются в стопки, между к-рыми помещаются ионы противоположного знака (рис. 2, *б*, *в*). Цепь сопряжения внутри молекулы и перекрытие π-электронных волновых ф-ций соседних молекул в колонке позволяют электронам свободно двигаться вдоль стопки, но перескоки электронов между колонками затруднены из-за их большого удаления друг от друга ($\sigma_\parallel/\sigma_\perp \sim 10-10^3$). 3) Неорганические соединения, напр. трихалькогениды (TaS_3, $NbSe_3$), также могут образовать кристаллы цепочечной структуры с сильной анизотропией электронных свойств квазиодномерного типа (см. также *Органические проводники*).

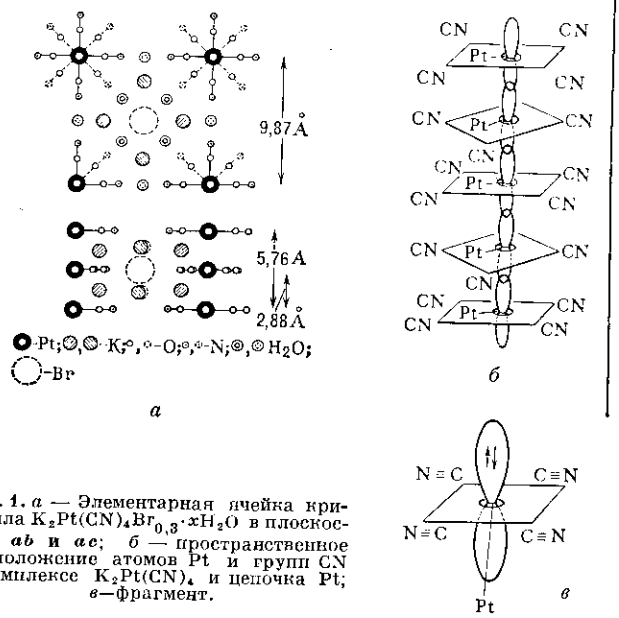


Рис. 1. *а* — Элементарная ячейка кристалла $K_2Pt(CN)_4Br_{0,3}\cdot xH_2O$ в плоскостях *ab* и *ac*; *б* — пространственное расположение атомов Pt и групп CN в комплексе $K_2Pt(CN)_4$ и цепочка Pt; *в* — фрагмент.

Мн. К. с.— металлы при $T=300$ К, но переходят в диэлектрич. состояние при понижении T в результате структурного *пайерлса перехода*, *андерсоновской локализации* электронов (вследствие неупорядоченности структуры) или из-за сильного кулоновского отталкивания электронов (Хаббарда переход, см. *Моттовские диэлектрики*). Пайерлсовский переход

обнаружен во мн. органич. кристаллах (напр., TTF—TCNQ) или трихалькогенидах (TaS_3). Известны К. с., к-рые являются пайерлсовскими диэлектриками уже при T=300 К, напр. полиацетилен. В то же время нек-рые К. с. со слабой анизотропией остаются металлами при всех темп-рах и могут переходить в сверхпроводящее состояние при охлаждении. К таким системам относятся *органические сверхпроводники*, напр. $(TMTSF)_2ClO_4$, $(SN)_x$, $TaSe_3$.

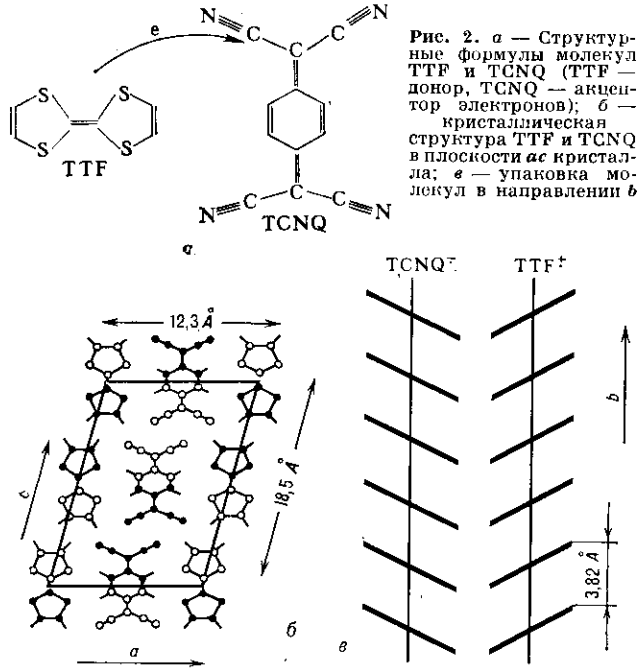


Рис. 2. *а* — Структурные формулы молекул TTF и TCNQ (TTF — донор, TCNQ — акцептор электронов); *б* — кристаллическая структура TTF и TCNQ в плоскости *ac* кристалла; *в* — упаковка молекул в направлении *b*

В К. с. обнаружены солитоны. Такие возбуждения присущи пайерлсовским диэлектрикам и были обнаружены впервые в полиацетилене. Они могут нести заряд без спина или спин без заряда (топологич. солитон). В пайерлсовских диэлектриках наблюдается проводимость, связанная с движением *волны зарядовой плотности* в сильном электрич. поле. Проводимость такого типа сопровождается генерацией низкочастотного шума.

Лит.: Овчинников А. А., Украинский И. И., Квенцель Г. Ф., Теория одномерных моттовских полупроводников и электронная структура длинных молекул с сопряжёнными связями, «УФН», 1972, т. 108, в. 1; Булаевский Л. Н., Структурный (пайерлсовский) переход в квазиодномерных кристаллах, там же, 1975, т. 115, в. 2; Силиньш Э. А., Тауре Л. Ф., Органические полупроводники, М., 1980; Gruner G., Charge density wave transport in linear chain compounds, «Comments on Solid State Phys.», 1983, v. 10, p. 183.

Л. Н. Булаевский.

КВАЗИОПТИКА — асимптотич. метод для описания дифракции коротких волн в системах, размеры к-рых d существенно превышают длину волны λ. К. уточняет *геометрической оптики метод* в окрестностях каустик и фокусов, в зонах полутени, при описании широких волновых пучков и т. п.

Обособившись сначала в самостоят. раздел электродинамики, К. в дальнейшем приобрела универсальный характер как метод, пригодный для волн любой природы и в любом диапазоне, если только выполнен необходимый критерий её применимости: $d \gg \lambda$.

К. имеет дело с описанием волновых полей, характеризующихся разл. масштабами изменения комплексной лучевой амплитуды в направлении локального волнового вектора и в перпендикулярном направлении. В отличие от геом. оптики, описывающей распространение волн в каждой лучевой трубке независимо, К. учитывает эффекты поперечной диффузии лучевой амплитуды в смежные лучевые трубки, т. е. по фронтам распространяющихся волн.

Волновые пучки. Простейшей моделью К. является монохроматич. параксиальный волновой пучок в однородной среде, образуемый соседними зонами полутени при дифракции плоской волны на большом (в масштабе λ) отверстии в непрозрачном экране (рис. 1). Такой пучок в случае скалярного поля можно описать ф-цией

$$u = A(x, y, z)\exp(-ikz + i\omega t), \qquad (1)$$

где медленная амплитуда $A(x, y, z)$ меняется в масштабах $\lambda_\perp \gg \lambda$ по x, y и $\lambda_\parallel = k\lambda_\perp^2 \gg \lambda_\perp$ — по z, $k = 2\pi/\lambda = \omega/c$. Подстановка (1) в волновое ур-ние

$$\Delta u - c^{-2}\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = 0$$

и пренебрежение членом $\partial^2 A/\partial z^2$, имеющим по отношению к др. слагаемым порядок $(k\lambda_\perp)^{-2} \ll 1$, приводят к параболич. ур-нию

$$\frac{\partial A}{\partial z} = \frac{1}{2ik}\left(\frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial y^2}\right), \qquad (2)$$

описывающему поперечную диффузию комплексной лучевой амплитуды. Ур-ние (2) сходно с ур-нием Шрёдингера в квантовой механике. В теории эл.-магн. поля оно впервые было получено М. А. Леонтовичем в 1944 и носит его имя. Мнимость коэф. диффузии $D = (2ik)^{-1}$ в (2) означает, что диффузия амплитуды сопровождается изменением фазы (см. *Леонтовича параболическое уравнение*).

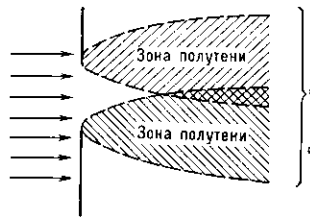


Рис. 1. Формирование волнового пучка при дифракции плоской волны на большом отверстии.

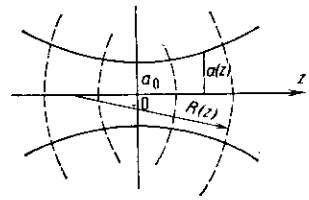


Рис. 2. Гауссов пучок.

Решение параболич. ур-ния (2), описывающее амплитуду $A(x, y, z)$ по её значению $A(x, y, 0)$ в сечении z=0, можно представить в виде

$$A(x, y, z) = \frac{ik}{2\pi z}\iint_S A(x', y', 0)\times$$

$$\times\exp\left\{-ik\frac{(x-x')^2+(y-y')^2}{2z}\right\}dx'\,dy' \qquad (3)$$

(дифракция Френеля).

Важным классом решений ур-ния (2) являются гауссовы пучки, моды к-рых имеют автомодельный характер, т. е. сохраняют с точностью до масштаба свою структуру в разных сечениях z=const. Осн. гауссов пучок (рис. 2) описывается ф-цией

$$A_{00}(x, y, z) = A_0\left[1 - \frac{iz}{ka^2(z)}\right]^{-1}\times$$

$$\cdot\times\exp\left\{-\frac{x^2+y^2}{2a^2(z)} + ik\frac{x^2+y^2}{2R(z)}\right\}, \qquad (4)$$

где A_0 — амплитуда пучка, $a(z) = a_0\left(1 + z^2/z_д^2\right)^{1/2}$ — радиус пучка, $R(z) = -z - z_д^2/z$ — радиус кривизны его фазового фронта, a_0 — радиус пучка в сечении z=0. Величину $z_д = ka_0^2$ наз. дифракц. длиной пучка; на расстоянии $z = z_д$ радиус пучка равен $a_0\sqrt{2}$, а радиус кривизны фазового фронта минимален: $|R(z_д)| = 2z_д$. Геом. расходимость $\theta_г = a(z)/|R(z)|$ и дифракц.

расходимость $\theta_д = 1/ka(z)$ гауссова пучка нулевого порядка в сечении z образуют инвариант

$$\theta_п^2 = \theta_г^2 + \theta_д^2 = (ka_0)^{-2},$$

равный полной расходимости пучка на бесконечности. При $z < z_д$ в пучке преобладает дифракц. расходимость, а при $z > z_д$ — геометрическая. Поперечная структура пучков высших порядков $A_{m,n}(x, y, z)$ описывается произведением функций Эрмита соответствующих порядков. Радиусы этих пучков и их расходимости в направлениях x и y в $\sqrt{2m+1}$ и $\sqrt{2n+1}$ раз больше, чем для осн. пучка.

Особенностью осн. гауссова пучка является возможность представления его в виде сферич. волны, выходящей из комплексной точки и имеющей комплексную кривизну $K_k = R_k^{-1}(z) = R^{-1}(z) - [ika^2(z)]^{-1}$. Изменение параметров гауссова пучка, описываемого ф-лой (4), эквивалентно при таком подходе уменьшению радиуса кривизны R_k сферич. волны на величину z: $R_k(z) = R_k(0) - z$. Сферич. волне сопоставляется матрица

$$Q = \begin{pmatrix} s_\perp \\ r_\perp \end{pmatrix},$$

образованная вектором $r_\perp(x, y)$ нек-рой точки на фронте волны и поперечной проекцией лучевого вектора $s_\perp = -r_\perp/R_k$ в той же точке. Преобразование гауссова пучка оптич. системой с произвольной матрицей перехода (лучевой матрицей)

$$S = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}, \quad \det S = 1,$$

как и для сферич. волн, сводится к перемножению матриц S и Q. При этом выходной пучок описывается обычной ф-лой геом. оптики: $K_k' = (K_k A - B)/(K_k C - D)$.

Квазиоптические системы. Практически важным классом являются периодич. квазиоптич. системы: открытые волноводы (лучеводы) и открытые резонаторы. Если S — матрица перехода такой системы, то её собств. волны определяются из решения ур-ния

$$SQ = pQ \qquad (5)$$

условием

$$R_k = (A - p)/B = C/(D - p), \quad \operatorname{Im} R_k < 0,$$

где

$$p = (A + D)/2 \pm [(A + D)^2/4 - 1]^{1/2}. \qquad (6)$$

При $|A+D| < 2$ собств. значения p комплексны, $|p| = 1$ и собств. волнами волновода, согласно (6), являются гауссовы пучки. Это область устойчивости, в к-рой лучи в периодич. системе совершают финитное движение. При $|A+D| > 2$ собственными являются сферич. нелокализованные волны. Это область неустойчивости, в к-рой движение лучей инфинитно: $|p_1| < 1$, $|p_2| > 1$. Примером лучевода может служить периодич. последовательность линз (линзовая линия, рис. 3)

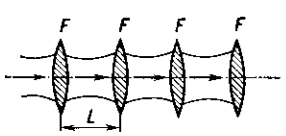


Рис. 3. Линзовый волновод.

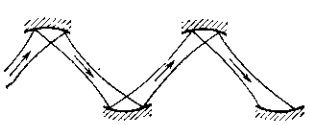


Рис. 4. Зеркальный волновод.

или эллиптич. зеркал (зеркальная линия, рис. 4), осуществляющих последоват. фазовую коррекцию пучка. Область устойчивости таких линий определяется условием $(L/4) < F < \infty$, где F — фокусное расстояние одного элемента линии, L — расстояние между ними. В открытых резонаторах (рис. 5) поле формируется волновыми пучками, многократно отражающимися от зеркал. Области устойчивости и структуры пучков в резонаторах со сферич. зеркалами определяются ур-нием (5), где под S в общем случае следует понимать лучевую матрицу, отвечающую полному обходу пучком резонатора (см. *Оптический резонатор*).

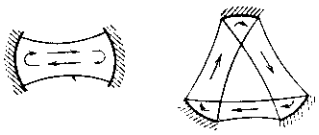


Рис. 5. Открытые резонаторы.

Квазиоптич. системы открытого типа заменили традиционные в диапазоне СВЧ *объёмные резонаторы* и *волноводы металлические* в диапазонах миллиметровых, субмиллиметровых и оптич. волн. Прежние системы оказались непригодными из-за повышения требований к точности изготовления элементов вследствие уменьшения их размеров, снижения электрич. прочности, значит. возрастания потерь в экранирующих проводниках. Использовать же экранированные системы с $d \gg \lambda$ (т. е. сверхразмерные волноводы и резонаторы) трудно вследствие уплотнения спектра собств. волновых чисел (волноводы) или собств. частот (резонаторы), практически сливающихся в сплошной спектр из-за уширения отд. линий. В открытых системах разрежение спектра (селекция мод) происходит из-за отсутствия боковых стенок, что не только ограничивает допустимый диапазон волновых векторов параксиальной областью, но и позволяет подбором размеров зеркал или диафрагм увеличивать потери на излучение (дифракц. потери) мод высших типов. В квазиоптич. системах с огранич. коррек-

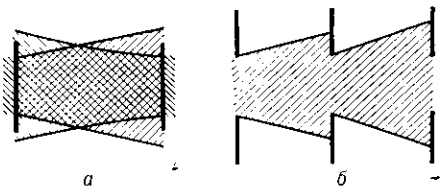


Рис. 6. Формирование волнового пучка в резонаторе с плоскими зеркалами (*а*) и в диафрагменной линии (*б*).

торами гауссовы пучки уже не являются собств. модами, структура к-рых определяется теперь из решения ур-ния типа $\hat{S}u = pu$ с интегральным оператором $\hat{S}$, построенным аналогично (3) с учётом фазовой коррекции пучка зеркалами или линзами. Помимо геометрии корректоров в диафрагмиров. системах важную роль играет параметр $N = a^2/\lambda L$, равный квадрату отношения радиуса корректора к радиусу первой зоны Френеля. Этот параметр определяет степень ограничения пучков, а следовательно, и уровень дифракц. потерь. Дифракц. потери, слабо возмущающие структуру полей в открытых волноводах и резонаторах с фокусирующими элементами, полностью формируют её в резонаторах с плоскими зеркалами и эквивалентных им линиях, образованных периодич. последовательностью поглощающих диафрагм (рис. 6). В таких системах устанавливаются собств. структуры волновых пучков, убывающие к краю зеркала или диафрагмы, что приводит к снижению потерь на излучение.

Параксиальные волновые пучки могут формироваться не только в свободном пространстве, но и в слабонеоднородных средах, напр. в рефракционных волноводах, используемых в технике (см. *Волоконная оптика*), и природных (ионосферные и атмосферные волноводы, подводный звуковой канал). Их описывают при помощи параболич. ур-ния

$$2ik\frac{\partial A}{\partial z} = \Delta_\perp A, \qquad (7)$$

обобщающего ур-ние (2) на случай среды с перем. коэф. преломления $n = n_0(1 + \tilde{n})$, где $\tilde{n} \ll 1$. В частности, в волноводах с $\tilde{n} = -\alpha x^2$ (x — поперечная координата) собств. модами по-прежнему являются гауссовы пучки.

Если коэф. преломления зависит от амплитуды поля, то параболич. ур-ция типа (7) применяют для описания волн в нелинейных средах (см., напр., *Самофокусировка света*). Квазиоптич. подход на основе ур-ния (7) можно развить и для описания квазимонохроматич. волновых пакетов в диспергирующих средах. На основе соответствующих решений геометрической оптики строится также К. сильно расходящихся пучков и полей около каустик.

Лит.: Леонтович М. А., Об одном методе решения задач о распространении электромагнитных волн вдоль поверхности земли, «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1944, т. 8, с. 16; Малюжинец Г. Д., Развитие представлений о явлениях дифракции, «УФН», 1959, т. 69, с. 321; Квазиоптика, пер. с англ. и нем., М., 1966; Вайнштейн Л. А., Открытые резонаторы и открытые волноводы, М., 1966; Маркузе Д., Оптические волноводы, пер. с англ., М., 1974.

С. Н. Власов, В. И. Таланов.

КВАЗИПОТЕНЦИАЛЬНЫЙ ПОДХОД в квантовой теории поля — метод трёхмерного описания системы неск. частиц в релятивистской квантовой теории. Предложен А. А. Логуновым и А. Н. Тавхелидзе в 1962. Осн. идеи метода проще всего проследить на примере системы двух частиц. В квантовой теории поля (КТП) такая система может быть описана в рамках ковариантного четырёхмерного формализма на основе *Бете — Солпитера уравнения* для четырёхвременной *Грина функции* и двухвременной волновой ф-ции двух частиц. В этом формализме каждой частице приписывается своё индивидуальное время, в результате чего волновая ф-ция не допускает обычного вероятностного толкования в духе нерелятивистской квантовой механики и крайне усложняется вопрос о граничных условиях по переменной относительного времени. Указанные трудности можно преодолеть, если ввести для всех частиц системы общий инвариантный временной параметр, направив ось времени по полному 4-импульсу системы. Такое трёхмерное одновременное описание будет явно ковариантным, поскольку полный 4-импульс замкнутой системы частиц сохраняется. Цель К. п., т. о., состоит в ковариантном обобщении потенц. теории взаимодействия двух (и более) частиц на релятивистский случай, где существенны неупругие процессы рождения и уничтожения частиц, а также зависимость взаимодействия от скоростей частиц.

В импульсном представлении релятивистская волновая ф-ция $\Psi_{M,\,\boldsymbol{P}}(\boldsymbol{p})$ двух частиц удовлетворяет трёхмерному квазипотенц. ур-нию типа ур-ния Шрёдингера (в системе единиц $\hbar=c=1$):

$$\left(M-\sqrt{m_a^2+\boldsymbol{p}^2}-\sqrt{m_b^2+\boldsymbol{p}^2}\right)\Psi_{M,\,\boldsymbol{P}}(\boldsymbol{p})=$$
$$=\int\frac{d^3q}{(2\pi)^3}V(\boldsymbol{p},\,\boldsymbol{q};\,M,\,\boldsymbol{P})\,\Psi_{M,\,\boldsymbol{P}}(\boldsymbol{q}). \qquad (1)$$

Здесь V — квазипотенциал, M — полная энергия двух частиц в системе отсчёта, в к-рой полный трёхмерный импульс двух частиц $\boldsymbol{P}=0$, т. е. в системе центра масс (с. ц. м.). Т. о., M имеет смысл массы составной системы и является инвариантной величиной, а полная энергия в произвольной системе отсчёта $P_0=\mathcal{E}=\sqrt{M^2+\boldsymbol{P}^2}$. Трёхмерные импульсы $\boldsymbol{p}$ и $\boldsymbol{q}$ имеют смысл относительных импульсов в с. ц. м. и могут быть ковариантным образом определены в любой системе отсчёта, m_a и m_b — массы частиц a и b. Ур-нию (1) можно дать простую трактовку — полная энергия (масса) составной системы слагается из энергии относит. движения свободных частиц и энергии их взаимодействия. В нерелятивистском пределе ($p^2/m^2\ll1$) это ур-ние непосредственно переходит в обычное ур-ние Шрёдингера

$$\left(W-\frac{\boldsymbol{p}^2}{2\mu}\right)\Psi_W(\boldsymbol{p})=\int\frac{d^3q}{(2\pi)^3}V(\boldsymbol{p},\,\boldsymbol{q})\,\Psi_W(\boldsymbol{q}),$$
$$W=M-m_a-m_b,\quad \mu=m_am_b/(m_a+m_b).$$

Квазипотенц. ур-ние достаточно решить в с. ц. м., поскольку волновая ф-ция в произвольной системе отсчёта ($\boldsymbol{P}\neq0$) выражается простым образом через волновую ф-цию в с. ц. м.:

$$\Psi_{M,\,\boldsymbol{P}}(\boldsymbol{p})=S_a(L_P)\,S_b(L_P)\,\Psi_{M,\,0}(\boldsymbol{p}), \qquad (2)$$

где $S_{a,\,b}(L_P)$ — матрицы конечномерных представлений *Лоренца группы*, определяемые спиновыми свойствами частиц a и b (точнее, трансформац. свойствами соответствующих операторов поля), L_P — преобразование Лоренца, связывающее указанные выше системы отсчёта. Напр., для частиц со спином ½ матрица

$$S(L_P)=\sqrt{\frac{\mathcal{E}+M}{2M}}\left(1+\frac{\boldsymbol{\alpha}\cdot\boldsymbol{P}}{\mathcal{E}+M}\right),\quad \mathcal{E}=\sqrt{M^2+\boldsymbol{P}^2},$$

где $\boldsymbol{\alpha}$ — *Дирака матрицы*. Переход в конфигурац. представление осуществляется с помощью трёхмерного преобразования Фурье.

Квазипотенциал $V(\boldsymbol{p},\,\boldsymbol{q};\,M)$ определяется через амплитуду рассеяния двух частиц $T(\boldsymbol{p},\,\boldsymbol{q};\,M)$ вне энергетич. поверхности

$$\boldsymbol{p}^2=\boldsymbol{q}^2=[M^2-(m_a+m_b)^2]\,[M^2-(m_a-m_b)^2]/4M^2$$

на основе трёхмерного ур-ния, аналогичного ур-нию для амплитуды рассеяния в нерелятивистской квантовой механике (в с. ц. м.):

$$T(\boldsymbol{p},\,\boldsymbol{q};\,M)=V(\boldsymbol{p},\,\boldsymbol{q};\,M)+$$
$$+\int\frac{d^3\boldsymbol{k}\,V(\boldsymbol{p},\,\boldsymbol{q};\,M)\,T(\boldsymbol{k},\,\boldsymbol{q};\,M)}{(2\pi)^3\left(M-\sqrt{m_a^2+\boldsymbol{k}^2}-\sqrt{m_b^2+\boldsymbol{k}^2}+i0\right)}. \qquad (3)$$

Отсюда V можно найти итерациями, напр., по теории возмущений, если V содержит малый параметр:

$$V^{(1)}(\boldsymbol{p},\,\boldsymbol{q};\,M)=T^{(1)}(\boldsymbol{p},\,\boldsymbol{q};\,M),$$
$$V^{(2)}(\boldsymbol{p},\,\boldsymbol{q};\,M)=T^{(2)}(\boldsymbol{p},\,\boldsymbol{q};\,M)-$$
$$-\int\frac{d^3\boldsymbol{k}\,T^{(1)}(\boldsymbol{p},\,\boldsymbol{k};\,M)\,T^{(1)}(\boldsymbol{k},\,\boldsymbol{q};\,M)}{(2\pi)^3\left(M-\sqrt{m_a^2+\boldsymbol{k}^2}-\sqrt{m_b^2+\boldsymbol{k}^2}+i0\right)}.$$

Ур-ние (3) обеспечивает, в частности, выполнение условия упругой (двухчастичной) унитарности для физ. амплитуды рассеяния на энергетич. поверхности (т. е. при учёте только вклада промежуточного упругого двухчастичного состояния). Квазипотенциал V в конфигурац. пространстве зависит от скорости и нелокален. Кроме того, он зависит от полной энергии системы и является, вообще говоря, комплексной ф-цией. Последние два свойства существенно отличают квазипотенциал от нерелятивистского потенциала. Так, зависимость от энергии приводит к более сложному условию нормировки волновой ф-ции связанного состояния:

$$\int\frac{d^3p}{(2\pi)^3}\,|\,\Psi_M(\boldsymbol{p})\,|^2=$$
$$=1+\int\int\frac{d^3p\,d^3q}{(2\pi)^6}\,\Psi_M^*(\boldsymbol{p})\left[\frac{\partial}{\partial M}V(\boldsymbol{p},\,\boldsymbol{q};\,M)\right]\Psi_M(\boldsymbol{q}). \qquad (4)$$

Мнимая часть квазипотенциала характеризует неупругие процессы в составной системе, знак её является строго определённым и соответствует условию поглощения.

Предполагается, что амплитуда рассеяния $T(\boldsymbol{p},\,\boldsymbol{q};\,M)$ вне энергетич. поверхности может быть построена (хотя бы приближённо) в рамках КТП, напр. с помощью *Фейнмана диаграмм* в квантовой электродинамике. Наиб. общим методом такого построения является использование т. н. двухвременных ф-ций Грина двух (и более) частиц, широко применяемых в статистич. физике. Приравнивание времён частиц в с. ц. м. эквивалентно в импульсном представлении интегрированию по переменной относит. энергии ε в бесконечных пределах. В результате искомая амплитуда рассеяния выражается через четырёхвременную двух-

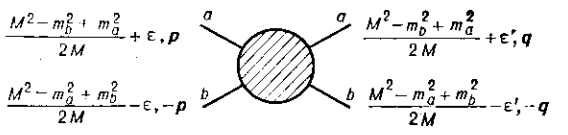
частичную ф-цию Грина G, используемую в методе Бете — Солпитера (импульсы частиц обозначены на рис.):

$$T(p, q; M) = F(p)\,F(q)\int\limits_{-\infty}^{\infty}\int \frac{d\varepsilon\, d\varepsilon'}{(2\pi)^2}\, G(\varepsilon, p, \varepsilon', q; M), \quad (5)$$

$$F(p) = M - \sqrt{m_a^2 + p^2} - \sqrt{m_b^2 + p^2}.$$

Другим, в нек-рых случаях более простым методом построения является частичный переход на массовую поверхность, где нужно положить $\varepsilon=\varepsilon'=0$ или перевести на массовую поверхность 4-импульс одной из частиц (напр., $p_b^2=q_b^2=m_b^2$).

В рамках К. п. могут быть рассмотрены как процессы рассеяния ($M \geqslant m_a+m_b$), так и связанные состояния



Параметризация 4-импульсов частиц в упругом процессе $a+b \to a+b$.

($M<m_a+m_b$) двух (и более) частиц. При этом связанные состояния проявляются как полюсы двухвременной ф-ции Грина и амплитуды рассеяния. Квазипотенц. ур-ние (4) широко применяется для расчёта спектра энергии водородоподобных атомов: сверхтонкого расщепления осн. уровня энергии атомов водорода, *мюония* ($e^-\mu^+$) и *позитрония* (e^-e^+); тонкой структуры, включая *лэмбовский сдвиг*, уровни энергии атома водорода и водородоподобных *мюонных атомов*. Ур-ние (4) успешно применяется для описания т. н. *кваркония* — связанного состояния тяжёлых кварка и антикварка. К. п. используется для описания поведения составных систем частиц во внеш. эл.-магн. полях. С высокой степенью точности найден магн. момент водородоподобного атома. Получено представление для матричных элементов локальных операторов токов между связанными состояниями в терминах квазипотенц. волновых ф-ций. В рамках составной кварковой модели адронов найдены асимптотич. выражения для эл.-магн. *формфакторов* адронов и *структурных функций* глубоко неупругого лептон-адронного рассеяния при высоких энергиях, исследовано поведение сечений *инклюзивных процессов* множественного рождения при высоких энергиях и больших передачах импульса. В рамках К. п. изучается также ряд вопросов релятивистской ядерной физики. Все полученные результаты хорошо согласуются с эксперим. данными.

Ур-ние (3) с заданным феноменологич. квазипотенциалом конечного радиуса применяется для изучения бинарных (в т. ч. упругих) реакций адронов при высоких энергиях. Выбирая квазипотенциал в виде гладкой, локальной (в конфигурац. пространстве) ф-ции, зависящей от энергии, с положительно определённой мнимой частью, удаётся правильно описать осн. свойства рассеяния адронов на малые и большие углы.

Лит.: Логунов А. А., Тавхелидзе А. Н., Фаустов Р. Н., Квазипотенциальный подход в квантовой теории поля, в кн.: XII Международная конференция по физике высоких энергий, т. 1, М., 1966, с. 222; Кадышевский В. Г., Тавхелидзе А. Н., Квазипотенциальный метод в релятивистской задаче двух тел, в кн.: Проблемы теоретической физики, М., 1969, с. 261; Гарсеванишвили В. Р., Матвеев В. А., Слепченко Л. А., Рассеяние адронов при высоких энергиях и квазипотенциальный подход в квантовой теории поля, «ЭЧАЯ», 1970, т. 1, с. 91; Фаустов Р. Н., Уровни энергии и электромагнитные свойства водородоподобных атомов, там же, 1972, т. 3, с. 238; Квинихидзе А. Н. и др., Инклюзивные процессы с большими поперечными импульсами в подходе составных частиц, там же, 1977, т. 8, с. 478.

Р. Н. Фаустов.

КВАЗИСРЕ́ДНИЕ — статистич. средние для систем с вырожденным состоянием статистич. равновесия. К. соответствуют обычным статистич. средним, для к-рых вырождение снимается бесконечно малым возмущением, нарушающим симметрию гамильтониана. Введение К. необходимо в том случае, когда состояние статистич. равновесия системы имеет более низкую симметрию, чем её гамильтониан (происходит *спонтанное нарушение симметрии*). Понятие К. введено Н. Н. Боголюбовым в 1960.

Напр., для изотропного ферромагнетика в отсутствие магн. поля суммарный спин является интегралом движения. Средний (в обычном смысле) вектор намагниченности $\boldsymbol{M}$ равен нулю вследствие инвариантности системы по отношению к группе вращений спина. Это справедливо также для темп-ры ниже точки Кюри, когда существует спонтанная намагниченность. В действительности величина вектора $\boldsymbol{M}$ отлична от нуля, но его направление может быть произвольным, что означает вырождение состояния статистич. равновесия. Это вырождение можно снять, включив в гамильтониан H внеш. магн. поле $\nu\boldsymbol{e}$, где $\boldsymbol{e}$ — единичный вектор, параметр $\nu>0$: $H_\nu = H + \nu(\boldsymbol{eM})V$, V — объём системы. Ср. магн. момент единицы объёма, вычисленный с этим гамильтонианом, $\langle \boldsymbol{M} \rangle_\nu = \boldsymbol{e}M_\nu \neq 0$ при $\nu \neq 0$. К. магн. момента равно $\lim\limits_{\nu\to 0} M_\nu$ и отлично от нуля при темп-рах ниже точки Кюри. При построении К. существенно, что $\nu \to 0$ после выполнения термодинамич. предельного перехода $V \to \infty$ при фиксиров. V/N, где N — число частиц. Если эти предельные переходы переставовочны, то К. равны нулю, это справедливо при темп-рах выше точки Кюри. В общем случае К. оператора A равно $\lim\limits_{\nu\to 0} \langle A \rangle_\nu$, где $\langle A \rangle_\nu$ — обычные статистич. средние при наличии поля $\nu\boldsymbol{e}$, снимающего вырождение. Обычные средние равны К., усреднённым по всем направлениям поля. Аналогично вводят К. в теории кристаллов, нарушая симметрию, связанную с пространственными трансляциями и вращениями, в теории сверхтекучести и сверхпроводимости, где нарушают симметрию гамильтониана, связанную с сохранением полного числа частиц; в квантовой теории поля и т. д. Общий способ введения К. таков. Рассматривают макроскопич. систему с гамильтонианом H. Добавляют к H бесконечно малые добавки, нарушающие нек-рые законы сохранения (симметрию гамильтониана), получая гамильтониан H_ν. Если все ср. значения $\langle A \rangle_\nu$ получают лишь бесконечно малые приращения, состояние статистич. равновесия наз. невырожденным. Если же нек-рые из средних получают конечные приращения, говорят о вырождении состояния статистич. равновесия. В этом случае вводят К., равные $\lim\limits_{\nu\to 0} \langle A \rangle_\nu$, причём сначала выполняется предельный переход $V \to \infty$.

К. удобны также для вычисления корреляц. ф-ций, ф-ций Грина и т. п.

Обычный метод теории возмущений, строго говоря, не применим к системам с вырожд. состоянием статистич. равновесия. Для того чтобы воспользоваться теорией возмущений в этом случае, нужно предварительно снять вырождение и ввести функции Грина, построенные из К.

Лит.: Ахиезер А. И., Пелетминский С. В., Методы статистической физики, М., 1977; Боголюбов Н. Н., Избр. труды по статистической физике, М., 1979; Боголюбов Н. Н., Боголюбов Н. Н. (мл.), Введение в квантовую статистическую механику, М., 1984.

Д. Н. Зубарев.

КВАЗИСТАТИ́ЧЕСКИЙ ПРОЦЕ́СС в термодинамике — бесконечно медленный переход термодинамич. системы из одного равновесного состояния в другое, при к-ром термодинамич. состояние в любой момент времени бесконечно мало отличается от равновесного и его можно рассматривать как состояние *равновесия термодинамического*. Внутр. равновесие в системе при К. п. устанавливается значительно быстрее, чем происходит изменение внеш. физ. параметров.

Всякий К. п. является *обратимым процессом*, и наоборот. Для идеальных систем это не всегда так, напр. в механике при консервативных силах (без трения) быстрые процессы могут быть обратимыми. В идеальной жидкости (без вязкости) распространение звука есть быстрый, но обратимый процесс. К. п.— одно из осн. понятий термодинамики, т. е. термодинамич. ф-ции определяют с помощью К. п., а циклич. процессы, составленные из К. п., дают макс. значение работы (см. *Карно цикл*). *Д. Н. Зубарев.*

КВАЗИСТАЦИОНА́РНОЕ (КВАЗИСТАТИ́ЧЕСКОЕ) ПРИБЛИЖЕ́НИЕ в электродинамике — приближённое описание перем. эл.-магн. поля, справедливое при достаточно медленных его изменениях во времени. Критерием медленности служит условие $\tau/T \ll 1$, где T — характерное время изменения поля (напр., период колебаний), τ — время распространения волновых возмущений через рассматриваемую ограниченную область пространства (квазистационарную зону). Квазистационарные электрич. поля в первом приближении определяются зарядами, а магнитные — токами, так же как в электростатике и магнитостатике. При этом пренебрегается эффектами запаздывания, считается, что поля во всей квазистационарной зоне изменяются во времени синхронно с источниками. В следующем приближении учитываются вихревые индуцированные поля. Электрич. вихревые поля наводятся медленно изменяющимися во времени магн. полями первого приближения, магн. поля — электрич. полями. Индуцированные поля существенно изменяют характер всего физ. процесса, прежде всего благодаря возникновению в проводящих контурах эдс индукции. Поэтому иногда квазистационарная зона наз. зоной индукции.

В нек-рых квазистационарных системах электрич. и магн. поля пространственно разнесены. Простейшим примером является колебательный контур, в к-ром магн. поле сосредоточено в основном в катушке самоиндукции, а электрическое — в конденсаторе. Однако небольшие добавки индуцированного вихревого электрич. поля в катушке и магнитного в конденсаторе играют принципиальную роль, обеспечивая перекачку электрич. энергии конденсатора в магн. энергию катушки и обратно. Цепи с приближённо разнесёнными электрич. и магн. полями относят к системам с сосредоточенными параметрами, они обычно допускают описание с помощью дифференц. ур-ний в полных производных.

Примером квазистационарных систем с неразделёнными магн. и электрич. полями могут служить хорошо проводящие среды, токи проводимости в к-рых заметно преобладают над токами смещения. Для таких систем характерны эффекты прижатия полей к поверхностям раздела проводник — диэлектрик (*скин-эффект*), наличие чисто вихревых токов, наводимых в массивных проводниках внеш. полями (*Фуко токи*), и т. п.

В принципе К. п. реализуется для полей любой физ. природы: акустич., гравитац. и т. д. Критерием применимости К. п., как и в случае эл.-магн. систем, является малость параметра τ/T.

Лит.: Тамм И. Е., Основы теории электричества, 9 изд., М., 1976; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982.

М. А. Миллер, Г. В. Пермитин.

КВАЗИСТАЦИОНА́РНОЕ СОСТОЯ́НИЕ — то же, что *метастабильное состояние*.

КВАЗИСТАЦИОНА́РНЫЙ ТЕРМОЯ́ДЕРНЫЙ РЕА́КТОР — один из типов разрабатываемого в 1980-х гг. термоядерного реактора, к-рый может работать импульсами длительностью масштаба сотен с. Примером К. т. р. является система на основе установки токамак, удержание плазмы в к-рой осуществляется с помощью внеш. магн. поля и поля тока, протекающего по плазме. Длительность импульса определяется возможностью поддерживать ток в плазме индукционным или к.-л. др. способом либо временем накопления продуктов термоядерных реакций.

Осн. недостатком К. т. р. является импульсный характер его работы, при к-ром возникают перем. тепловые и пондеромоторные нагрузки на реактор. Есть принципиальная возможность непрерывно поддерживать ток в плазме токамака введением дополнит. мощности ВЧ-колебаний или пучков быстрых нейтральных частиц, и в этом случае К. т. р. превращается в стационарный. См. также ст. *Токамак* и *Термоядерный реактор*. *В. И. Пистунович.*

КВАЗИУПРУ́ГАЯ СИ́ЛА — направленная к центру O сила, модуль к-рой пропорционален расстоянию r от центра O до точки приложения силы ($F=-cr$), где c — постоянный коэф., численно равный силе, действующей на единице расстояния. К. с. является силой центральной и потенциальной с силовой ф-цией $U=-0{,}5\,cr^2$. Примерами К. с. служат силы упругости, возникающие при малых деформациях упругих тел (отсюда и сам термин «К. с.»). Приближённо К. с. можно также считать касательную составляющую силы тяжести, действующей на матем. маятник при малых его отклонениях от вертикали. Для материальной точки, находящейся под действием К. с., центр O является положением её устойчивого равновесия. Выведенная из этого положения точка будет в зависимости от нач. условий или совершать около O прямолинейные гармонич. колебания, или описывать эллипс (в частности, окружность). *С. М. Targ.*

КВАЗИУПРУ́ГОЕ РАССЕЯ́НИЕ — процесс перехода двух нач. частиц в две конечные, когда хотя бы одна из конечных частиц отличается от первичных (напр., $\pi^+ + \mathrm{N} \to \rho^+ + \mathrm{N}$).

КВАЗИУ́РОВНИ ФЕРМИ́ — энергетич. уровни, характеризующие заполнение разрешённых энергетич. зон носителями заряда в *полупроводниках* в неравновесных условиях. В состоянии термодинамич. равновесия распределение носителей по энергиям описывается *Ферми — Дирака статистикой* и определяется темп-рой T и *ферми-энергией* $\mathcal{E}_F$. При освещении полупроводника или *инжекции носителей заряда* равновесие нарушается. Однако может возникать квазиравновесное состояние. Если времена релаксации импульса и энергии для электронов и дырок намного меньше времени их рекомбинации, то внутри каждой разрешённой энергетич. зоны устанавливается равновесное распределение по энергиям с темп-рой решётки. Однако отношение концентраций электронов и дырок при этом является неравновесным. Это означает, что не существует единого уровня Ферми для всей системы, а каждой зоне соответствует фермиевское распределение для электронов и дырок со «своим» уровнем Ферми:

$$f_э(\mathcal{E}) = \left[1+\exp\left(\frac{\mathcal{E}-\mathcal{E}_F^э}{kT}\right)\right]^{-1},$$
$$f_д(\mathcal{E}) = \left[1+\exp\left(\frac{\mathcal{E}_F^д-\mathcal{E}}{kT}\right)\right]^{-1} \qquad (1)$$

(величины $\mathcal{E}_F^э$, $\mathcal{E}_F^д$ — расстояния К. Ф. от краёв зон).

В условиях, когда можно ввести К. Ф., соотношения, связывающие концентрации электронов $n_э$ и дырок $n_д$ с положением соответствующих К. Ф., имеют тот же вид, что и в равновесных условиях:

$$np = n_i^2 \exp\left(\frac{\mathcal{E}_F^э-\mathcal{E}_F^д}{kT}\right) \qquad (2)$$

(n_i — равновесная концентрация носителей каждого знака в собственном полупроводнике), что является обобщением *действующих масс закона* для квазиравновесной системы. Если имеется достаточно быстрый обмен носителями заряда между зоной проводимости (или валентной зоной) и группой локальных уровней в запрещённой зоне, то для них можно ввести общий К. Ф.

Лит.: Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г., Физика полупроводников, М., 1977.

Э. М. Эпштейн.

КВАЗИЧАСТИЦА (элементарное возбуждение) — фундаментальное понятие квантовой теории многих тел, введение к-рого радикально упрощает физ. картину и методы описания широкого круга процессов в системах многих частиц с сильным взаимодействием, в т. ч. в конденсированных средах (*твёрдое тело*, *квантовая жидкость*), плазме, *ядре атомном*. К.— особый долгоживущий многочастичный комплекс, к-рый, в отличие от обычных (структурных) частиц, составляющих систему, слабо взаимодействует со своим окружением (или, по крайней мере, это взаимодействие сводится к *самосогласованному полю*). Поэтому К. находится в определ. квантовом состоянии со своей волновой ф-цией, энергией, импульсом (в случае кристалла — *квазиимпульсом*), спином и т. д., двигаясь как целое подобно обычной частице (отсюда термин «К.»). Будучи коллективным образованием, К. имеет состав, непрерывно обновляющийся при её движении; лишь в предельных случаях этот состав фиксирован как у связанного состояния типа молекулы.

Типы К. По внутр. структуре (при мысленном выключении взаимодействия между частицами) К. делятся на 2 класса. Одночастичное возбуждение представляет собой обычную частицу, обросшую «шубой» за счёт взаимодействия с др. возбуждениями. Такая К. состоит из обычной частицы (или *дырки*, т. е. свободного состояния в энергетич. распределении частиц) и её «шубы» — совокупности др. возбуждений системы (пар частица — дырка, фононов и т. д.), к-рые К. вовлекает в своё движение. При выключении взаимодействия К. теряет «шубу», превращаясь в «голую» частицу. Примеры одночастичных возбуждений — *электрон проводимости* в твёрдом теле (в ионном кристалле он может увлечь за собой созданную им же самим поляризацию решётки, см. *Полярон*), нуклон в атомном ядре (см. *Оболочечная модель ядра*), фононно-ротонное возбуждение в жидком ^{4}He (см. *Сверхтекучесть*). При выключении взаимодействия эти К. переходят соответственно в «голые» электрон, нуклон, атом He. К таким К. можно отнести и распространяющийся по системе заряж. частиц фотон, «шуба» к-рого состоит из испущенных частицами вторичных фотонов.

Коллективное возбуждение (название условно, т. к. любая К.— коллективное образование) представляет собой комплекс, компоненты к-рого равноправны. При выключении взаимодействия эта К. распадается на составные части, к-рые начинают двигаться независимо. К таким К. относятся, напр., *Ванье—Мотта экситон* (связанные состояния электрона проводимости и дырки), *плазмон* (продольное возбуждение в проводящих средах — см. *Плазма*, *Плазма твёрдых тел*).

Коллективное возбуждение можно рассматривать как квант, отвечающий (в духе *корпускулярно-волнового дуализма*) волновому полю, к-рое описывает коллективные колебания соответствующих степеней свободы системы. Так, фонон — квант упругих колебаний, плазмон — квант колебаний плотности заряда, экситон Френкеля — квант колебаний молекул в молекулярном кристалле (см. *Молекулярные экситоны*), магнон — квант колебаний спинов в магнитоупорядоченных системах (см. *Спиновые волны*). Аналогично фононы в кристалле — кванты *колебаний кристаллической решётки*. При выключении взаимодействия между частицами фонон распадается, превращаясь в совокупность независимых движений частиц, составляющих кристалл.

Существуют и более сложные К., представляющие собой комбинации перечисленных выше. Если у двух типов К. в данной системе имеются близкие значения энергии и импульса, то происходит смешивание (гибридизация) таких К. с появлением двух новых К., каждая из к-рых обладает чертами обеих исходных К. Так, смешивание фотона с экситоном или оптич. фононом ведёт к *поляритонам* (светоэкситонам); смешиванию фотона и магнона отвечает К., наз. светомагнон, смешиванию магнона и поперечного фонона — квант магнитоупругих волн.

Концепция К., формирование к-рой связано с именем Л. Д. Ландау (1941—52), позволила свести сложную динамику системы сильно взаимодействующих частиц к более простой динамике совокупности квазинезависимых объектов. В методе самосогласованного поля такими объектами были сами структурные частицы системы, что позволило описать лишь часть (самосогласованную) взаимодействия между ними. Переход к К. даёт возможность учесть оставшуюся корреляц. часть взаимодействия. Практически проблема сводится к рассмотрению газоподобной системы К., что позволяет описывать мн. равновесные и неравновесные свойства систем с сильным взаимодействием с помощью относительно простых методов статистич. термодинамики и кинетики газов.

Сказанное относится, в частности, к определению тех характеристик системы, к-рые описывают её реакцию (отклик) на внеш. воздействия, ведущие к возбуждению системы: нагревание (однородное по объёму и отвечающее пост. градиенту темп-ры), приложение разности потенциалов, приведение системы в движение и т. п. Переход системы из основного в близкое по энергии слабо возбуждённое состояние можно свести к рождению внутри системы нек-рого числа квантов возбуждения — К. (отсюда второе назв. К.— «элементарное возбуждение»). Указанные выше характеристики системы определяются динамикой газа таких К. Так, теплоёмкость твёрдого тела сводится к сумме теплоёмкостей газа фононов (см. *Решёточная теплоёмкость*), газа электронов проводимости и соответствующих «квазидырок» (см. *Электронная теплоёмкость*) и т. д. Эти же возбуждения определяют коэф. тепло- и электропроводности твёрдого тела. Вязкость жидкого He можно найти рассмотрением газа К.— фононов и ротонов. Намагниченность ферромагнетика при $T>0$ К слагается из его намагниченности при $T=0$ К и суммарного магн. момента газа магнонов.

Концепция К. существенно упрощает и решение мн. задач, относящихся к процессу взаимодействия системы мн. частиц с внеш. частицей, позволяя свести этот многочастичный процесс к элементарному акту превращения внеш. частицы в К. (или рождения ею новых К.). Так, поглощение фотона молекулярным кристаллом сводится (при определ. условиях) к превращению фотона в экситон Френкеля; *Черенкова — Вавилова излучение* быстрой частицы в среде отвечает испусканию частицей фотона, разрешённому законами сохранения энергии и импульса в случае сверхсветовой скорости частицы в среде. Аналогично упрощается описание движения внутри системы влетевшей в неё внеш. частицы и, наоборот, распада системы с вылетом из неё одной из входивших в её состав частиц. Внеш. частица переходит внутри системы в К., и её движение описывается ур-нием Шрёдингера для К. в эффективном внеш. поле (оптич. потенциал в теории *ядерных реакций*, см. *Оптическая модель ядра*), распадная же частица возникает из соответствующей К., свойства к-рой определяют характеристики распада (его спектр, время жизни и т. п.).

Характеристики К. Для практич. применения концепции К. необходима информация о пределах её применимости, о величинах, характеризующих К., и т. п. В микроскопич. подходе эту информацию дают хорошо разработанные квантово-полевые методы теории мн. тел (см. *Грина функция*). В феноменологич. теориях, для к-рых концепция К. служит исходным пунктом, напр. в теории сверхтекучести, ферми-жидкости (применительно к электронам металла и нуклонам ядерного вещества), эта информация заимствуется из опыта.

Первичной характеристикой К. служит её *спин*. К. с целым спином (фотон, фонон, ротон, экситон, плазмон, магнон, пара Купера, поляритон и др.) подчиня-

ются *Бозе — Эйнштейна статистике*; при возбуждении системы они могут рождаться поодиночке. К. с полуцелым спином (электрон, нуклон, полярон и др.) удовлетворяют *Ферми — Дирака статистике* и должны рождаться и исчезать парами, чтобы изменение полного момента количества движения системы было кратно величине $\hbar$. Это относится к возбуждению системы при неизменном числе её частиц, т. е. в отсутствие «лишней» или распадной частицы (см. выше). В простейшем случае однородной изотропной системы и $T=0$ К эта пара состоит из К. с импульсом $p>p_0$ и квазидырки с импульсом $p<p_0$, где p_0 — радиус заполненной К. сферы Ферми, связанный с плотностью числа частиц системы (n) тем же соотношением $p_0=\hbar\,(6\pi^2 n/g)^{1/3}$, g — фактор вырождения уровня, как и в идеальном газе (Латтинджера — Уорда теорема). Возбуждение системы сводится тем самым к переходу К. из заполненной области импульсного пространства в незаполненную. Качественно эта картина сохраняет свою силу и в случае кристалла, хотя при этом меняется геометрия *ферми-поверхности*, отделяющей заполненную К. область от незаполненной, и даже её топология.

Др. важной характеристикой К. является закон дисперсии — зависимость её энергии $\mathcal{E}$ от импульса (или квазиимпульса) $\boldsymbol{p}$, а также спектр возбуждений системы, т. е. мин. энергия, отвечающая возбуждению системы с данным импульсом и с рождением К. данного типа. Для возбуждений бозевского типа понятие «спектр возбуждения» и *дисперсии закон* К. совпадают; для возбуждений фермиевского типа спектр возбуждения равен сумме законов дисперсии К. (положительного) и квазидырки (отрицательного). Закон дисперсии К. определяется гл. обр. характером взаимодействия между структурными частицами системы (если существенно самосогласованное взаимодействие между К., то может появиться и зависимость от плотности К., т. е. от темп-ры системы). В микроскопич. подходе закон дисперсии определяется полюсом соответствующей ф-ции Грина (G) в импульсно-энергетич. представлении $G(\mathcal{E}, \boldsymbol{p})$ в нижней полуплоскости энергии $\mathcal{E}$:

$$G^{-1}[\mathcal{E}(\boldsymbol{p}),\ \boldsymbol{p}]=0. \qquad (1)$$

Для К. фермионного типа, напр. электрона и нуклона, имеется в виду одночастичная фермионная ф-ция Грина; для К. типа экситона Ванье — Мотта или плазмона — парная ф-ция Грина типа «частица — дырка».

Как правило, закон дисперсии, определяемый (1), является комплексной ф-цией: $\mathcal{E}(\boldsymbol{p})=\mathcal{E}_0(\boldsymbol{p})-i\Gamma(\boldsymbol{p})$ с отрицат. мнимой частью. Волновая ф-ция К. пропорциональна $\exp[-i\mathcal{E}(\boldsymbol{p})t/\hbar]$, где t — время, и содержит фактор $\exp[-\Gamma(\boldsymbol{p})t/\hbar]$, к-рый описывает «распад» К., т. е. всевозможные процессы, ведущие к её «уходу» из начального состояния. Поэтому величина Γ имеет смысл «затухания» К., а обратная величина $\hbar/\Gamma$ — её времени жизни. Величина $\hbar/\Gamma$ играет важную роль для формулировки критерия применимости концепции квазичастицы: К. действительно представляет собой многочастичный комплекс, движущийся квазинезависимо, если его время жизни велико, т. е. «затухание» Γ мало:

$$\Gamma \ll \mathcal{E}_0. \qquad (2)$$

Для выполнения (2) необходимо, чтобы система находилась в слабо возбуждённом состоянии, т. е. чтобы импульсы бозевских возбуждений были малы (длинноволновой случай), а импульсы фермиевских возбуждений были близки к величине $\boldsymbol{p}_0$; при этом распад (превращение её в др. К.), если и разрешён, то отвечает малому фазовому объёму, а рассеяние К. друг на друге играет малую роль в силу малости их концентрации. Для термически возбуждённой системы сказанное отвечает случаю относительно низких темп-р.

Хотя К. и является коллективным образованием и имеет сложную структуру, наличие жёсткой связи её энергии с импульсом движения как целого роднит К. (при $\Gamma \ll \mathcal{E}_0$) с обычной частицей, позволяя, в частности, ввести скорость К.: $\boldsymbol{v}=\partial\mathcal{E}_0(\boldsymbol{p})/\partial\boldsymbol{p}$, *эффективную массу* $m=[\partial^2\mathcal{E}_0(\boldsymbol{p})/\partial\boldsymbol{p}^2]$ и др. Мн. К. имеют непрерывный спектр возбуждения, для к-рого $\mathcal{E}_0(\boldsymbol{p})=0$ при некром $\boldsymbol{p}$ (обычно при $p=0$); среди них выделяются К. с акустич. спектром $\mathcal{E}_0=vp$ при малых p. К ним относятся, в частности, К., отвечающие колебаниям тех степеней свободы, по к-рым в системе произошло *спонтанное нарушение симметрии* (см. *Голдстоуна теорема*). Эти К. не имеют порога рождения и появляются в системе при сколь угодно малой энергии возбуждения. Непрерывный спектр имеют акустич. фононы (их спектр определяется показателем преломления среды), некрые типы магнонов и др., а также пáры К.— квазидырка в несверхпроводящем веществе, энергия к-рых стремится к 0 при приближении импульсов их компонент к поверхности Ферми.

У остальных К. по разным причинам в спектре возбуждения появляется энергетич. щель, равная минимальному (отличному от 0) значению ф-ции $\mathcal{E}_0(\boldsymbol{p})$. Для рождения таких К. нужно преодолеть энергетич. порог, равный ширине щели (отсюда, напр., следует, что их вклад в теплоёмкость системы в области низких темп-р экспоненциально мал). К ним относятся плазмоны, у к-рых возникновение щели связано с дальнодействием кулоновских сил, оптич. фононы, экситоны, ротоны, магноны и т. д. Энергетич. щель, равную ширине запрещённой зоны $\mathcal{E}_g$, имеют и электроны в диэлектриках и полупроводниках (см. *Зонная теория*). Важнейшим примером возбуждения с энергетич. щелью могут служить К. в сверхпроводниках, где для разрыва пáры Купера и появления К. в свободном состоянии необходимо затратить конечную энергию.

Важную роль играют также характеристики, к-рые описывают взаимодействие К. с др. К., с примесями и дефектами решётки и т. п. (амплитуды и сечения рассеяния), а также характеристики, к-рые определяют длину свободного пробега К., входящую в выражения для кинетич. коэф. системы.

Термодинамика газа К. Зная характеристики К., можно получить термодинамич. описание системы мн. частиц с сильным взаимодействием при $T\neq 0$ К, исходя (в первом приближении) из картины *идеального газа* К. В основе такого описания лежит ф-ция распределения К. по импульсам $n(p)$, к-рая входит в выражения для полной энергии системы:

$$\mathcal{E}_{\text{п}}=\mathcal{E}_{0\text{п}}+\sum_p n(p)\,\mathcal{E}(p) \qquad (3)$$

($\mathcal{E}_{0\text{п}}$ — энергия при $T=0$ К) и её энтропии:

$$S=-k\sum_p\{n(p)\ln n(p)-[n(p)\pm 1]\ln[1\pm n(p)]\}, \qquad (4)$$

отвечающие модели идеального газа К. (знаки + и − соответствуют К. фермиевского и бозевского типа). Минимум свободной энергии $F=U-TS$ по $n(p)$ ведёт к выражениям для равновесной ф-ции распределения:

$$n(p)=\{\exp[\mathcal{E}(p)/kT]\pm 1\}^{-1}, \qquad (5)$$

к-рые совпадают с обычными распределениями Ферми и Бозе с равным нулю *химическим потенциалом* (число К. не фиксировано, а само определяется условиями равновесия). Выражения (3) — (5) и содержат полную термодинамич. информацию о системе (в частности, *теплоёмкость* системы определяется общим выражением $C_V=TdS/dT$).

К. и квантовая теория поля. В нерелятивистской теории систем мн. частиц последние рассматриваются как бесструктурные объекты с заданными свойствами, что и лежит в основе их отличия от коллективных образований — К. Однако с точки зрения *квантовой теории поля* и обычные частицы (электроны, фотоны и т. п.) непрерывно взаимодействуют с физ. *вакуумом*,

приобретают за счёт этого внутр. структуру и поэтому ничем в принципе не отличаются от К.

Лит.: Абрикосов А. А., Горьков Л. П., Дзялошинский И. Е., Методы квантовой теории поля в статистической физике, М., 1962; Киржниц Д. А., Полевые методы теории многих частиц, М., 1963; Мигдал А. Б., Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер, 2 изд., М., 1983; Пайнс Д., Элементарные возбуждения в твёрдых телах, пер. с англ., М., 1965; Каганов М. И., Лифшиц И. М., Квазичастицы, М., 1976. *Д. А. Киржниц.*

КВАЗИЭНЕ́РГИЯ — физ. величина, характеризующая состояние квантовомеханич. системы, гамильтониан к-рой является периодич. ф-цией времени. Используется, напр., при рассмотрении движения заряж. частиц в периодич. эл.-магн. поле достаточно большой частоты (в поле лазера).

Понятие К. частицы было введено в работах [1], [2] (по аналогии с понятием *квазиимпульса* электрона в кристалле) на основе существования в нек-рых случаях у периодич. гамильтониана частицы $\hat{H}(t)$ симметрии относительно сдвигов по времени на постоянную действит. величину τ, т. е. $\hat{H}(t+\tau)=\hat{H}(t)$. Стационарные гамильтонианы обладают такой симметрией при произвольных τ, поэтому волновая ф-ция частицы $\psi(x, t)$ для стационарного состояния всегда может быть построена с выделением экспоненц. множителя, зависящего от времени характерным образом (и отвечающего одномерным унитарным неприводимым представлениям группы непрерывных одномерных трансляций по времени):

$$\psi_n(x, t)=\exp(-i\mathcal{E}_n t/\hbar)\,\psi_n(x),$$

где $\mathcal{E}_n$ — энергия состояния из дискретного или непрерывного спектра гамильтониана, x — координаты системы. В случае периодич. симметрии гамильтониана по времени с действит. периодом τ, в полной аналогии со случаем симметрии относительно пространств. сдвигов, согласно *Блоха теореме*, волновая ф-ция для квазиэнергетич. состояния также всегда может быть представлена в виде

$$\psi_n(x, t)=\exp(-i\tilde{\mathcal{E}}_n t/\hbar)\;\tilde{\psi}_n(x, t),$$

где $\tilde{\psi}_n(x, t)$ симметрична относительно сдвигов по времени на период, кратный τ: $\tilde{\psi}_n(x, t+\tau)=\tilde{\psi}_n(x, t)$, $\tilde{\mathcal{E}}_n$, по определению,— К. частицы, а экспоненц. множитель отвечает одномерному унитарному неприводимому представлению группы дискретных трансляций по времени. Спектр К. системы $\tilde{\mathcal{E}}_n$ может быть как дискретным, так и непрерывным; при $\tau=0$ он совпадает со спектром энергий. Спектр К. и волновые ф-ции квазиэнергетич. состояний построены в явном виде для небольшого числа квантовых систем, в частности для многомерных (N-мерных) систем с гамильтонианом, представленным в виде квадратичной формы по операторам координат и импульсов с периодическими по времени коэффициентами [3]. В этом случае спектр К. связан со структурой *симплектической группы* $ISp(2N, R)$ *динамической симметрии* таких гамильтонианов и может быть как чисто дискретным или чисто непрерывным, так и смешанного типа, когда часть индексов, метящих состояние с заданной К., дискретна, а часть непрерывна. Для нек-рых квантовых систем с трением величина τ может быть чисто мнимой: $\tau=i\tau_0$ (где τ_0 — вещественно), так что $\hat{H}(t+i\tau_0)=\hat{H}(t)$. Для таких систем квазиэнергетич. состояния переходят в т. н. лосс-энергетические, отвечающие системе с затуханием (с потерями энергии), а спектр К. становится спектром лосс-энергий [4].

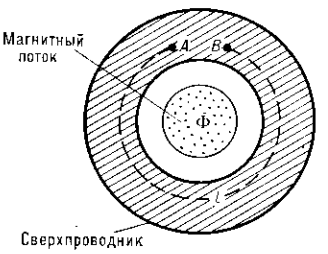
Лит.: 1) Зельдович Я. Б., Квазиэнергия квантовой системы, подвергающейся периодическому воздействию, «ЖЭТФ», 1966, т. 51, с. 1492; 2) Ритус В. И., Сдвиг и расщепление атомных уровней полем электромагнитной волны, там же, с. 1544; 3) Малкин И. А., Манько В. И., Динамические симметрии и когерентные состояния квантовых систем, М., 1979; 4) Dodonov V. V., Man'ko V. I., Loss energy states of nonstationary quantum systems, «Nuovo Cim.», 1978, v. 44 B, p. 265. *В. И. Манько.*

КВАНТ ДЕ́ЙСТВИЯ — то же, что *Планка постоянная*.

КВАНТ МАГНИ́ТНОГО ПОТО́КА — мин. значение *магнитного потока* Φ_0 через кольцо сверхпроводника с током, обусловленным движением куперовских пар электронов (см. *Купера эффект*, *Сверхпроводимость*); одна из фундам. физ. констант. $\Phi_0=h/2e=2{,}0678506(54)\cdot 10^{-15}$ Вб (на 1984). Значение Φ_0 определено на основе *Джозефсона эффекта*.

КВАНТ СВЕ́ТА — то же, что *фотон*.

КВАНТОВА́НИЕ МАГНИ́ТНОГО ПОТО́КА — дискретность значений *магнитного потока* Φ, проходящего через неодносвязный сверхпроводник (напр., сверхпроводящее кольцо) [1]. Магн. поток имеет значения, кратные кванту потока $\Phi_0=h/2e=2{,}0678506\cdot 10^{-15}$ Вб. Экспериментально К. м. п. было обнаружено в 1961 [2, 3]. К. м. п. принадлежит к той же группе макроскопич. квантовых эффектов в сверхпроводниках, что и *Джозефсона эффект*.



Согласно теории *сверхпроводимости*, сверхпроводящие (спаренные) электроны, создающие ток (см. *Купера эффект*), обладают единой *волновой функцией*, характеризующейся нек-рой фазой φ (фазовая *когерентность* сверхпроводящих электронов). Наличие фазовой когерентности и обусловливает К. м. п.

В замкнутом сверхпроводящем кольце (рис.) разность фаз волновой ф-ции между точками A и B, $\varphi_{AB}=\varphi_A-\varphi_B$, удовлетворяет соотношению Джозефсона:

$$\hbar\,(\partial\varphi_{AB}/\partial t)=2eV, \qquad (1)$$

где V — разность потенциалов между точками A и B контура l (контур изображён штриховой линией). С др. стороны, согласно закону *электромагнитной индукции*, напряжение между точками A и B

$$V=-\partial\Phi/\partial t, \qquad (2)$$

где Φ — магн. поток, заключённый внутри контура l. Из ур-ний (1) и (2) следует, что

$$\varphi_{AB}-2\pi\,(\Phi/\Phi_0)=\text{const}.$$

Постоянная интегрирования в этом выражении связана со скоростью сверхпроводящих электронов, что следует из квантовомеханич. выражения для скорости куперовских пар:

$$v_s=\frac{\hbar}{2m}\left(\nabla\varphi-\frac{2e}{\hbar}A\right),$$

где m — масса электрона, A — вектор-потенциал эл.-магн. поля. Интегрирование v_s по контуру l между точками A и B даёт след. выражение:

$$\varphi_{AB}-2\pi\,(\Phi/\Phi_0)=(2m/\hbar)\oint v_s\,dl. \qquad (3)$$

Если сверхпроводящее кольцо выполнено из массивного сверхпроводника толщиной больше *глубины проникновения* магн. поля, то, в силу *Мейснера эффекта*, в глубине сверхпроводника ток отсутствует и $v_s=0$. Следовательно, в массивном сверхпроводнике

$$\varphi_{AB}=2\pi\Phi/\Phi_0.$$

В силу однозначности волновой ф-ции разность фаз при совмещении точек A и B должна быть кратной 2π, т. е. $\varphi_{AB}=2\pi n$, где n — целое число. Т. о., магн. поток, проходящий через контур l (кольцо), оказывается квантованным: $\Phi=\Phi_0 n$. При этом мейснеровские токи, экранирующие магн. поле внутри сверхпроводника, распределяются так, что не пускают «лишние» магн. силовые линии внутрь кольца.

Фундаментальность явления К. м. п. сказывается, напр., в существовании *квантованных вихрей* в сверхпроводниках второго рода, определяющих эл.-магн. свойства большого класса сверхпроводников. К. м. п. наряду с эффектом Джозефсона составляет основу работы сверхпроводящих квантовых интерферометров (*сквидов*) и др. сверхпроводящих криогенных приборов [4, 5].

Родственным эффекту К. м. п. является неполное квантование магн. потока в тонком сверхпроводящем кольце. Если кольцо выполнено из сверхпроводника толщиной меньше глубины проникновения магнитного поля, то скорость сверхпроводящих электронов в нём всюду отлична от нуля. Из выражения (3) следует, что

$$v_s = \frac{\hbar}{2mR}\left(n - \frac{\Phi}{\Phi_0}\right), \qquad (4)$$

где R — радиус кольца. Целое число n принимает такие значения, при к-рых скорость имеет по возможности наименьшую величину. Т. о., выражение (4) определяет осцилляционную зависимость v_s от магн. потока с периодом Φ_0. Наличие внутреннего движения сверхпроводящих электронов сказывается на температуре T_c перехода в сверхпроводящее состояние, что приводит к осцилляционной зависимости T_c и связанных с ней характеристик (напр., сопротивления) от магнитного поля.

Лит.: 1) London F., Superfluids, 2 ed., v. 1, N. Y., 1964; 2) Doll R., Näbauer M., Experimental proof of magnetic flux quantization in a superconducting ring, «Phys. Rev. Lett.», 1961, v. 7, p. 51; 3) Deaver B. S. Jr., Fairbank W. M., Experimental evidence for quantized flux in superconducting cylinders, там же, p. 43; 4) Роуз-Инс А., Родерик Е., Введение в физику сверхпроводимости, пер. с англ., М., 1972; 5) Бароне А., Патерно Д., Эффект Джозефсона. Физика и применения, пер. с англ., М., 1984.

Н. Б. Копнин.

КВАНТОВА́НИЕ ПРОСТРА́НСТВА-ВРЕ́МЕНИ — направление в *квантовой теории поля* (КТП), основанное на гипотезе о дискретной (квантованной) структуре пространственно-временно́го мира в области малых масштабов. Линейный размер «кванта пространства» интерпретируется как новая универсальная постоянная теории — *фундаментальная длина* (также элементарная, мин. длина) l. С точки зрения данного подхода стандартной КТП отвечает предельный случай $l=0$. Это находится в соответствии с принятой в КТП геом. концепцией пространства-времени, согласно к-рой микроскопич. пространственные расстояния качественно ничем не отличаются от макроскопических, а течение времени в ультракоротких интервалах такое же, как в интервалах произвольно большой длительности. Такая «классическая» геом. картина пока подтверждается всей совокупностью опытных данных, полученных в экспериментах с элементарными частицами, и т. ч. и при высоких энергиях. Частицы высоких энергий $\mathcal{E} \gg mc^2$ (m — масса частицы, c — скорость света) служат наиболее подходящим инструментом для зондирования возможной «зернистой» структуры пространства, т. к. им соответствует диапазон очень коротких *волн де Бройля* $\lambda\!\!\!^{-} \approx \hbar c/\mathcal{E}$ ($\hbar$ — постоянная Планка), позволяющих «видеть» сверхмалые расстояния. Эксперим. обнаружение нового фундам. масштаба l, свидетельствующего о существовании специфич. атомизма пространства-времени, означало бы, что в познании природы сделан новый шаг, соизмеримый по своему значению с открытием квантовых свойств материи. Пока, однако, гипотеза о К. п.-в. опирается лишь на теоретич. аргументы. Самый популярный из них — существование в стандартной КТП т. н. ультрафиолетовых расходимостей, т. е. бесконечно больших величин, возникающих в результате прямого применения ур-ний КТП в области очень малых пространственно-временны́х расстояний, или, что эквивалентно, в области очень больших энергий и импульсов. Было замечено, что указанные расходимости не появляются вовсе, если сверхмалые расстояния исключить из теории с самого начала. Этого можно достичь, напр., путём замены непрерывного пространства-времени четырёхмерной решёткой, узлам к-рой отвечают дискретные значения координат и времени: $x=n_1 l$, $y=n_2 l$, $z=n_3 l$, $t=n_4 \cdot l/c$ ($n_1, \ldots, n_4$ — произвольные целые числа). Однако в такой теории отсутствует релятивистская инвариантность, нарушаются стандартные законы сохранения энергии, импульса, момента импульса. Совр. версии таких теорий — т. н. калибровочные теории квантового поля на решётке (см. *Решётки метод*) — применяются в качестве схем, позволяющих понять на качеств. уровне специфику калибровочных КТП, а также используются в *квантовой хромодинамике* для расчётов на ЭВМ методом Монте-Карло.

В более последоват. варианте К. п.-в., согласующемся с требованиями теории относительности, координатам и времени ставятся в соответствие некоммутирующие операторы $\hat{x}$, $\hat{y}$, $\hat{z}$ и $\hat{t}$, к-рые могут быть выбраны так, что либо $\hat{t}$, либо каждая из величин $\hat{x}$, $\hat{y}$, $\hat{z}$ имеют целочисленный спектр собственных значений в единицах l/c и l соответственно. В матем. отношении здесь имеется аналогия с квантовомеханич. теорией момента количества движения.

Невозможность одноврем. приведения величин $\hat{x}$, $\hat{y}$, $\hat{z}$ и $\hat{t}$ к диагональному виду чрезвычайно затрудняет развитие аппарата КТП в таком квантованном пространстве-времени. Оказывается, однако, что пространство энергии-импульса в данном случае является разновидностью четырёхмерного пространства Лобачевского и может служить адекватной основой для последовательной релятивистской формулировки КТП, в к-рой выполнены все стандартные законы сохранения. При этом постоянная l, определяющая кривизну импульсно-энергетич. пространства Лобачевского, с самого начала выступает как фундам. параметр теории. В области «сравнительно небольших» энергий $\mathcal{E} \ll \hbar c/l$ новая теория совпадает с прежней. Но при «сверхвысоких» энергиях $\mathcal{E} \gtrsim \hbar c/l$ мн. её выводы и предсказания кардинально отличаются от того, что вытекает из традиционной КТП.

Как отмечалось, одной из побудит. причин для введения квантованного пространства-времени явились трудности с УФ-расходимостями в КТП. Известно, однако, что наиб. важные реалистич. теории поля — *квантовая электродинамика*, квантовая хромодинамика, теория *электрослабого взаимодействия* и т. д.— принадлежат к классу т. н. перенормируемых теорий, в к-рых существование расходимостей не мешает проведению количеств. расчётов с любой степенью точности. Успехи этих теорий в описании имеющихся эксперим. данных не являются аргументом против существования фундам. длины l. Они свидетельствуют лишь о том, что совр. физика высоких энергий ещё далеко отстоит от того рубежа, за к-рым могут проявиться новые геом. свойства пространства-времени.

Лит.: Вяльцев А. Н., Дискретное пространство-время, М., 1965; Блохинцев Д. И., Пространство и время в микромире, М., 1970; Кадышевский В. Г., Квантовая теория поля и импульсное пространство постоянной кривизны, в кн.: Проблемы теоретической физики, М., 1972, с. 52; Кадышевский В. Г., Новый подход к теории электромагнитных взаимодействий, «ЭЧАЯ», 1980, т. 11, с. 5.

В. Г. Кадышевский.

КВАНТО́ВАННЫЕ ВИ́ХРИ в гелии — линейные особенности *параметра порядка* в сверхтекучем ^{4}He (He—II) и сверхтекучих фазах ^{3}He.

К. в. в He—II — вихревые линии в жидкости, на к-рых нарушена *сверхтекучесть*; циркуляция скорости v_s сверхтекучей фазы по замкнутому контуру, охватывающему линию вихря, квантована: $\oint v_s dr = \varkappa n$, где $\varkappa = h/m_4 = 0{,}997 \cdot 10^{-3}$ см^2/с — квант циркуляции, h — постоянная Планка, m_4 — масса атома ^{4}He, n — целое число [Л. Онсагер (L. Onsager), 1948; Р. Фейнман (R. Feynman), 1955]. Существование К. в.— следствие вырождения состояний He—II, задаваемых параметром

порядка $\psi(r)=|\psi|e^{i}$, по фазе φ. Здесь $|\psi|^2=\rho_s$ — плотность сверхтекучего компонента. Скорость сверхтекучего движения $v_s=(h/2\pi m_4)\nabla\varphi$, и циркуляция v_s по замкнутому контуру пропорц. изменению фазы, равному $2\pi n$. В случае прямолинейного вихря $v_s=\varkappa/2\pi r$, где r — расстояние от оси вихря. При $r\to 0$ плотность кинетич. энергии сверхтекучего движения $\rho_s v_s^2/2$ остаётся конечной благодаря разрушению сверхтекучего состояния на оси вихря (где $\rho_s=0$).

Квантование циркуляции — фундам. свойство He—II. Оно запрещает как непрерывное уменьшение интенсивности вихрей под действием вязкости, так и рождение вихрей с произвольной величиной циркуляции, что обеспечивает незатухающий характер сверхтекучего движения. Существование конечной критич. скорости v_c течения сверхтекучего He—II по тонким трубкам обусловлено рождением К. в. при достижении потоком скорости $v_c=(\varkappa/2\pi R)\ln(R/a)$ (a — толщина ядра вихря, R — радиус капилляра). Движением К. в. обусловлено также трение между сверхтекучим и нормальным компонентами и квантование разности давлений в сосудах, сообщающихся через достаточно узкое отверстие (механич. аналог *Джозефсона эффекта*).

Из квантования циркуляции скорости при обходе оси вихря следует, что К. в. не могут оканчиваться внутри жидкости, они либо пронизывают весь сосуд, либо образуют замкнутые вихревые кольца. Динамика вихревых колец изучалась в экспериментах с ионами, инжектируемыми в He — II. Прямолинейные вихри наблюдаются в экспериментах с He — II во вращающихся сосудах.

Условие потенциальности сверхтекучего течения ($\mathrm{rot}\, v_s=0$) запрещает твердотельное вращение сверхтекучего компонента в сосуде, вращающемся с угл. скоростью Ω, поскольку в этом случае $v_s=[\Omega r]$ и $\mathrm{rot}\, v_s=2\Omega$ (не равен нулю). Вращат. движение передаётся сверхтекучему компоненту посредством вращающейся вместе с сосудом двумерной периодич. решётки вихревых нитей, оси к-рых параллельны вектору угл. скорости вращения сосуда. Такая вихревая решётка подобна решётке квантованных вихрей в сверхпроводниках 2-го рода в магн. поле (А. А. Абрикосов, 1957). Распределение скорости в решётке вихрей в среднем имитирует твердотельное вращение сверхтекучего компонента так, что число вихрей N, пронизывающих площадь поперечного сечения сосуда S, каждый из к-рых несёт один квант циркуляции, находится из условия $\varkappa N=2\Omega S$, что даёт $N/S=2000$ вихрей/см^2 при $\Omega=1$ рад/с. Вихревые решётки — общее явление для всех вращающихся сверхтекучих жидкостей: He—II, сверхтекучих A- и B-фаз ^{3}He, вращающихся нейтронных звёзд-пульсаров.

К. в. в сверхтекучей A-фазе ^{3}He — частный вид линейных особенностей поля параметра порядка этой фазы. Существование линейных особенностей — следствие вырождения состояний A-фазы, характеризуемых параметром порядка $A_{\alpha i}(r)=\Delta(T)d_\alpha(r)\Delta_i(r)$ по ориентациям векторов d и Δ. Единичный спиновый вектор d определяет направление оси квантования спинов куперовских пар (спин пары $S=1$), равновероятно распределённых в плоскости, перпендикулярной d. $\Delta=\Delta'+i\Delta''$ — комплексный вектор, Δ' и Δ'' — единичные ортогональные векторы, определяющие направление $l=[\Delta'\Delta'']$ — орбитального момента куперовских пар (момент пары $L=1$), $\Delta(T)$ — множитель, зависящий от темп-ры.

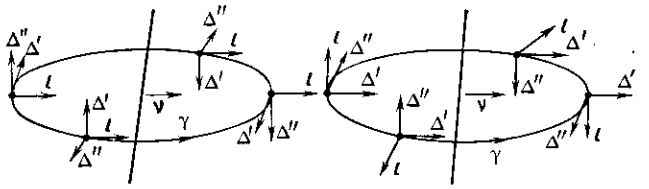
Движение центров масс куперовских пар в A-фазе ^{3}He неотделимо от внутр. вращат. движения атомов в куперовских парах. Поэтому сверхтекучее движение в A-фазе непотенциально:

$$v_s=(\hbar/2m_3)\,\Delta_i'\,\nabla\Delta_i'',$$

$$(\mathrm{rot}\, v_s)_i=\frac{\hbar}{4m_3}e_{ijk}l\,\frac{\partial l}{\partial x_j}X\frac{\partial l}{\partial x_k}.$$

[Н. Д. Мермин, Т.-Л. Хо (N. D. Mermin, T.-L. Ho), 1976.] Циркуляция сверхтекучей скорости v_s в A-фазе ^{3}He не квантуется. Тем не менее в A-фазе существуют устойчивые особые линии, на к-рых разрушена сверхтекучесть.

Топологич. анализ особых линий (Г. Е. Воловик, В. П. Минеев, 1976) позволил разбить их на классы, включающие линии, преобразующиеся (в каждом классе) друг в друга непрерывным преобразованием поля параметра порядка. Линии, принадлежащие разл. классам, нельзя перевести друг в друга (или в линии без особенности на оси) непрерывной деформацией поля параметра порядка. Типичны три класса устойчивых особых линий в A-фазе ^{3}He. 1-й класс — линии, при обходе к-рых по замкнутому контуру γ тройка векторов Δ', Δ'', l совершает поворот на угол 2π вокруг фиксированного направления, произвольно ориентированного в пространстве. Все особые линии L из этого класса эквивалентны, т. е. преобразуются друг в друга непрерывной деформацией векторного поля (Δ', Δ'', l). В част-



а *б*

ности, если ось поворота ν совпадает с l (рис. *а*), то особая линия представляет собой вихрь с одним квантом циркуляции $\oint v_s dr=h/2m_3=0{,}662\cdot 10^{-3}$ см^2/с. Если ν совпадает с Δ' (рис. *б*), то особая линия представляет *дисклинацию* целой силы в поле векторов Δ'' и l. Циркуляция v_s вокруг такой особой линии равна нулю. Слияние двух особых линий из этого класса приводит к неособой конфигурации поля параметра порядка, т. е. к восстановлению сверхтекучести на линии особенности. В частности, слияние двух особых вихрей с одним квантом циркуляции приводит к образованию вихревого течения с непрерывным распределением завихрённости. Во вращающейся A-фазе ^{3}He методами ЯМР обнаружены непрерывные вихри с двумя квантами циркуляции по границе элементарной ячейки вихревой решётки. 2-й и 3-й классы — всевозможные особые линии L, при обходе к-рых по замкнутому контуру вектор d меняется на $-d$, а Δ на $\Delta e^{\pm i\pi}=-\Delta$. Особые линии этих классов представляют сочетания вихрей с $\pm{}^1/_2$ (половиной) кванта циркуляции сверхтекучей скорости и дисклинации полуцелой силы в поле вектора d. Отдельное существование такого рода особенностей в полях d и Δ невозможно. Слияние двух особых линий из класса 2-го (или из класса 3-го) приводит к особым линиям из класса 1-го. Слияние особых линий из класса 2-го и из класса 3-го приводит к неособой конфигурации поля параметра порядка.

В A-фазе ^{3}He возможно также существование объектов, подобных монополям,— вихрей с двумя квантами циркуляции, оканчивающихся в объёме с жидкостью в точке с точечной топологич. особенностью — «ежом» в поле вектора l. Когда такой вихрь стягивается в точку на поверхности сосуда, он образует точечную поверхностную особенность в поле параметра порядка — буджум (см. *Гелий жидкий*). Всякие дополнит. взаимодействия — спин-орбитальное, магн. поле и т. д.— изменяют структуру параметра порядка сверхтекучей A-фазы ^{3}He и приводят к др. классификации особых линий и точек, а также к существованию топологически устойчивых неоднородных конфигураций параметра порядка — доменных стенок, солитонов и пр.

К. в. в B-фазе ^{3}He подобны К. в. в He—II.

Лит.: Фейнман Р., Статистическая механика, пер. с англ., М., 1975; Волович Г. Е., Минеев В. П., Исследование особенностей в сверхтекучем He^3 и жидких кристаллах методами гомотопической топологии, «ЖЭТФ», 1977, т. 72, в. 6, с. 2256; Паттерман С., Гидродинамика сверхтекучей жидкости, пер. с англ., М., 1978; Волович Г. Е., Сверхтекучие свойства A-фазы He^3, «УФН», 1984, т. 143, с. 73; Буньков Ю. М. и др., ЯМР-спектроскопия вращающегося сверхтекучего He^3, «УФН», 1984, т. 144, с. 141; Avenel O., Varoquax E., Josephson effect and phase slippage in superfluids, в кн.: Proceedings of the 18 International Conference on low temperature physics, pt 3, Invited Papers, Kyoto, 1987, p. 1798. *В. П. Минеев.*

К. в. в сверхпроводниках II рода — линейные особенности параметра порядка, существующие в сверхпроводниках II рода при значениях напряжённости внеш. магн. поля между ниж. критич. H_{c1} и верх. критич. H_{c2} полем (в смешанном состоянии сверхпроводника, А. А. Абрикосов, 1957).

В интервале $H_{c1} \leqslant H \leqslant H_{c2}$ внеш. магн. поле проникает в толщу сверхпроводника в виде тонких трубок — К. в., образующих двумерную решётку (см. *Решётка вихрей Абрикосова*). Существование смешанного состояния (т. е. принадлежность сверхпроводника к сверхпроводникам II рода) гарантируется условием $\varkappa > 1/\sqrt{2}$, где параметр Гинзбурга — Ландау $\varkappa = \delta/\xi$ есть отношение *глубины проникновения* δ магн. поля в сверхпроводник к длине *когерентности* ξ.

Параметр порядка равен нулю на оси К. в. и восстанавливается до равновесного значения без поля на расстоянии $\sim \xi$ от оси. Эта область наз. сердцевиной (к о р о м) вихря. Вокруг оси К. в. циркулирует незатухающий сверхпроводящий ток, исчезающий на расстоянии $\sim \delta$ от оси вихря. Из условия минимума свободной энергии сверхпроводника следует, что вихревая нить всегда несёт один квант магн. потока $\Phi_0 = h/2e \approx 2{,}07 \cdot 10^{-15}$ Вб, т. к. энергия вихревой нити на единице длины есть $(n\Phi_0/4\pi\delta)^2 \ln(C\delta/\xi)$, и нить с двумя квантами ($n=2$) имеет вдвое бо́льшую энергию, чем две нити с одним квантом потока ($n=1$). Образование решётки из К. в. обусловлено их взаимным отталкиванием. С существованием К. в. связана характерная линейная температурная зависимость теплоёмкости сверхпроводников II рода при низких темп-рах.

При неподвижной решётке К. в. электрич. сопротивление у сверхпроводников II рода отсутствует. Движение К. в. в скрещенных магн. и электрич. полях, сопровождающееся диссипацией энергии, приводит к появлению электрич. сопротивления. Значение критич. тока, выше к-рого появляется электрич. сопротивление, определяется силой зацепления (п и н н и н г а) К. в. на неоднородностях кристаллич. решётки (дислокациях, примесях и др.) сверхпроводника.

Непосредств. наблюдение К. в. было впервые осуществлено методами *магнитной нейтронографии* (1964), позднее (1967) для наблюдения картины выхода вихревой структуры на поверхность сверхпроводников II рода были использованы тонкие ферромагн. порошки (с диаметром частиц ≈ 4 нм).

Лит.: Сан-Жам Д., Сарма Г., Томас Е., Сверхпроводимость второго рода, пер. с англ., М., 1970; Горьков Л. П., Копнин Н. Б., Движение вихрей и электросопротивление сверхпроводников второго рода в магнитном поле, «УФН», 1975, т. 116, с. 413; Тинкхам М., Введение в сверхпроводимость, пер. с англ., М., 1980; Larkin A. I., Ovchinnikov Ju. N., «Physica», 1984, v. 126 B+C, p. 187; Thuneberg E. V., Kurkijärvi T., Rainer D., «Phys. Rev. B», 1984, v. 29, p. 3913; Абрикосов А. А., Основы теории металлов, М., 1987. *В. П. Минеев.*

КВА́НТОВАЯ ДИФФУ́ЗИЯ — диффузия частиц или точечных *дефектов* (вакансий, примесных и междоузельных атомов) в твёрдых телах, обусловленная подбарьерными когерентными туннельными переходами. Обычная *диффузия* точечных дефектов происходит в результате надбарьерных термоактивац. переходов через потенц. барьеры, разделяющие равновесные положения частиц или дефектов в кристаллич. решётке; при этом коэф. диффузии экспоненциально убывает с понижением темп-ры T и подчиняется закону Аррениуса. В случае К. д. экспоненциальные температурные множители отсутствуют и могут возникнуть степенные температурные зависимости коэф. К. д. $D_{кв}$.

К. д. наблюдается в *квантовых кристаллах*. Квазиклассич. вероятность подбарьерного туннелирования (см. *Туннельный эффект*)

$$w \sim \exp\left(-\frac{1}{\Lambda}\right).$$

Показатель экспоненты определяется отношением амплитуды *нулевых колебаний* a_0 частиц к межатомному расстоянию a: $\Lambda \sim (\hbar/a)\,(\mathcal{E}m)^{-1/2} \sim a_0^2/a^2$ — т. н. п а р а м е т р Д е Б у р а, $\mathcal{E}$ — энергия частиц массы m. Скорость туннелирования частиц

$$v \sim w\hbar/ma,$$

туннельная частота

$$\omega_0 = w\hbar/ma^2.$$

Заметная вероятность туннелирования точечных дефектов, приводящая к большой величине $D_{кв}$, означает квантовую делокализацию точечных дефектов в квантовых кристаллах. Эти делокализованные дефекты (*вакансион*, *дефектон*, *примесон*) по своим свойствам аналогичны др. *квазичастицам* в твёрдых телах, причём для них ширина энергетич. зоны $\Delta \sim \hbar\omega_0 \sim w\hbar/ma^2$.

Коэф. $D_{кв} \sim vl \sim (\Delta a/\hbar)l$ дефектонов определяется длиной их свободного пробега l, к-рая ограничена либо их столкновениями с др. квазичастицами или структурными дефектами кристалла, либо взаимодействием дефектонов друг с другом. При рассеянии на фононах могут наблюдаться аномальные температурные зависимости $D_{кв}$: напр., при понижении T величина $D_{кв}$ может даже возрастать $\sim T^{-9}$. Др. особенность К. д., связанная с малой величиной Δ,— высокая чувствительность к степени однородности кристалла, внеш. сила F приводит к локализации дефектона на размерах порядка Δ/F. Т. к. точечные дефекты — источники медленно спадающих с ростом расстояния внутр. напряжений, то даже при сравнительно малой концентрации узкозонных дефектонов взаимодействие между ними приводит к «запиранию» К. д.

К. д. наблюдается для лёгких примесных частиц (атомов H или *мюонов*) в металлах, а также для разл. точечных дефектов в *гелии твёрдом* (вакансий, изотопич. примесей, перегибов на дислокациях, дефектов поверхности). В последнем случае К. д. существенна для объяснения *кристаллизационных волн*. Для нек-рых точечных дефектов К. д. происходит только вдоль определ. осей или плоскостей кристалла, а диффузия вдоль остальных направлений является чисто классической. К. д. приводит также к особенностям внутр. трения в квантовых кристаллах.

Наиб. подробно К. д. изучена для примеси ^{3}He в кристаллах ^{4}He. Обнаружены возрастание $D_{кв}$ с понижением T, не зависящий от темп-ры режим ($D_{кв}$ задаётся только концентрацией ^{3}He), режим «запирания» К. д. (примесоны ^{3}He локализованы вследствие сильного в масштабах Δ взаимодействия).

Лит.: Андреев А. Ф., Диффузия в квантовых кристаллах, «УФН», 1976, т. 118, с. 251; Веркин Б. И., Квантовые кристаллы и квантовая диффузия, «Природа», 1978, № 12; Andreev A. F., Defects and surface phenomena in quantum crystals, в кн.: Quantum theory of solids, ed. by I. M. Lifshits, Moscow, 1982, p. 11. *А. Э. Мейерович.*

КВА́НТОВАЯ ЖИ́ДКОСТЬ — жидкость, на свойства к-рой существ. влияние оказывают квантовые эффекты в поведении составляющих её частиц. Квантовые эффекты становятся существенными при очень низких темпрах, когда *волна де Бройля* частиц, отвечающая их тепловому движению, становится сравнимой с расстоянием между ними и происходит квантовое вырождение жидкости. С понижением темп-ры роль квантовых эффектов увеличивается, и при достаточно низкой температуре любая жидкость должна была бы стать квантовой. Однако подавляющее большинство обычных жидкостей затвердевает раньше, чем квантовые эффекты начинают

проявляться сколько-нибудь заметно. Поэтому фактически в прямом лаб. эксперименте приходится иметь дело с двумя К. ж.— изотопами гелия: жидким ^{4}He и жидким ^{3}He (а также с их смесями) при темп-рах $\sim$ 1—2 К. К. ж., по-видимому, образуют нейтроны в нейтронных звёздах. В определ. смысле К. ж. составляют электроны в металлах и полупроводниках и *экситоны* в экситонных каплях в диэлектриках, а также протоны и нейтроны в атомных ядрах.

К. ж. классифицируют по статистике составляющих их частиц. Жидкость, состоящая из частиц с целым спином, бозонов (жидкий ^{4}He), наз. бозе-жидкостью, а из частиц с полуцелым спином, фермионов (жидкий ^{3}He),— ферми-жидкостью.

Элементарные возбуждения. Квантовые эффекты особенно ярко проявляются при низких темп-рах, когда жидкость находится в слабовозбуждённых состояниях, близких к основному квантовому состоянию. Выявление свойств таких состояний — осн. задача теории К. ж. Важнейшее положение этой теории состоит в том, что переход пространственно-однородной К. ж. из осн. состояния в слабовозбуждённое можно описать как появление в ней газа *квазичастиц*, или элементарных возбуждений, каждое из к-рых обладает определёнными импульсом и энергией. Энергия квазичастицы ε определяется её импульсом $\boldsymbol{p}$. Зависимость $\varepsilon(\boldsymbol{p})$ — закон дисперсии квазичастиц — является важнейшей характеристикой К. ж. Всякое слабовозбуждённое состояние жидкости характеризуется распределением квазичастиц по импульсам.

Кроме импульса состояние квазичастицы в изотропной К. ж. характеризуется *спиральностью* — проекцией угл. момента на направление импульса. Квазичастицы, отличающиеся знаком спиральности, в жидкости, инвариантной относительно *пространственной инверсии*, имеют одну и ту же энергию, т. е. состояния квазичастиц с отличной от нуля спиральностью двукратно вырождены.

Как и обычные частицы, квазичастицы подчиняются определ. статистике — *Бозе — Эйнштейна статистике* или *Ферми — Дирака статистике*. Квазичастицы с целой (включая нуль) спиральностью являются бозонами, с полуцелой — фермионами. При этом поскольку проекция угл. момента жидкости может меняться лишь на целое число (в единицах $\hbar$), фермиевские квазичастицы могут появляться и исчезать лишь парами квазичастица-дырка (аналогичными в известном смысле электрон-позитронным парам), а бозевские — поодиночке. В бозе-жидкости все квазичастицы являются бозонами, тогда как среди частиц ферми-жидкости могут быть как фермиевские, так и бозевские ветви.

В состоянии термодинамич. равновесия квазичастицы фермиевского и бозевского типов распределены по импульсам согласно ф-циям распределения идеальных (соответственно) ферми- и бозе-газов.

Описание возбуждённых состояний жидкости на языке квазичастиц является приближённым. Это проявляется в конечности времени жизни квазичастиц, обусловленной их взаимодействием. При отличных от абс. нуля темп-рах затухание квазичастиц связано с процессами их взаимного рассеяния и распада. При темп-ре абс. нуля рассеяние отсутствует и затухание квазичастицы связано только с процессами распада; если в том или ином интервале импульсов они запрещены законами сохранения, квазичастица является строго незатухающей.

Ферми-жидкость. Нормальная (несверхтекучая) фермиевская жидкость имеет спектр квазичастиц, аналогичный спектру идеального ферми-газа. Его естественно описывать, считая, что при темп-ре абс. нуля квазичастицы заполняют в импульсном пространстве все квантовые состояния вплоть до нек-рого фермиевского импульса p_F. Рождение пары квазичастица (с импульсом $\boldsymbol{p}$) — дырка (с импульсом $\boldsymbol{p}'$) описывается в этой картине как переход квазичастицы с импульсом $-\boldsymbol{p}'$, первоначально находившейся внутри фермиевской сферы, в состояние с импульсом $\boldsymbol{p}$ вне этой сферы. Т. о., квазичастицы могут иметь импульсы $p>p_F$, а дырки $p<p_F$.

Важнейшее положение теории ферми-жидкости, созданной Л. Д. Ландау в 1956, состоит в том, что определяющий распределение квазичастиц фермиевский импульс p_F связан с плотностью числа реальных частиц (атомов жидкости) N/V тем же соотношением, что и в идеальном ферми-газе:

$$p_F=\hbar\,(3\pi^2)^{1/3}\,(N/V)^{1/3} \qquad (1)$$

(N — число частиц, V — объём системы). В этом смысле число квазичастиц в ферми-жидкости равно числу реальных частиц жидкости.

Энергия $\mathcal{E}$ ферми-жидкости является функционалом от *функции распределения* квазичастиц $n(\boldsymbol{p})$; её изменение при изменении $n(\boldsymbol{p})$ определяет энергию квазичастицы $\varepsilon(\boldsymbol{p})$:

$$\delta\mathcal{E}=2\int\varepsilon(\boldsymbol{p})\,\delta n(\boldsymbol{p})\,\frac{d^3p}{(2\pi\hbar)^3} \qquad (2)$$

(здесь и далее предполагается, что распределение квазичастиц не зависит от их спиновых состояний, и опускаются спиновые индексы у всех величин).

Важное отличие ферми-жидкости от идеального ферми-газа состоит в том, что энергия квазичастицы $\varepsilon(\boldsymbol{p})$ зависит от распределения всех остальных квазичастиц. Изменение $\varepsilon(\boldsymbol{p})$ при малом изменении $n(\boldsymbol{p})$ имеет вид

$$\delta\varepsilon(\boldsymbol{p})=2\int f(\boldsymbol{p},\boldsymbol{p}')\,\delta n(\boldsymbol{p}')\,\frac{d^3p'}{(2\pi\hbar)^3}. \qquad (3)$$

Ф-ция $f(\boldsymbol{p},\boldsymbol{p}')$ описывает взаимодействие между квазичастицами.

Фермиевский импульс p_F связан с *химическим потенциалом* μ жидкости равенством:

$$\varepsilon(p_F)\equiv\varepsilon_F=\mu \qquad (4)$$

(ε_F — ферми-энергия). В окрестности фермиевского импульса

$$\varepsilon(\boldsymbol{p})\approx\mu+v_F\,(p-p_F), \qquad (5)$$

где v_F — скорость квазичастиц на фермиевской сфере. Отношение $m^*=p_F/v_F$ наз. *эффективной массой* квазичастицы.

Ввиду равенства числа частиц числу квазичастиц плотность импульса последних, делённая на массу частицы m, должна быть равна потоку их числа, что приводит к соотношению

$$\int\boldsymbol{p}n\,\frac{d^3p}{(2\pi\hbar)^3}=m\int\frac{\partial\varepsilon}{\partial p}\,n\,\frac{d^3p}{(2\pi\hbar)^3}, \qquad (6)$$

варьирование к-рого по n даёт связь эфф. массы с ф-цией взаимодействия f:

$$(m^*)^{-1}=m^{-1}-\frac{p_F}{(2\pi\hbar)^3}\int f(\vartheta)\cos\vartheta\,do'. \qquad (7)$$

Здесь ф-ция $f(\boldsymbol{p},\boldsymbol{p}')$ берётся при $|\boldsymbol{p}|=|\boldsymbol{p}'|=p_F$, и поэтому она зависит лишь от угла ϑ между $\boldsymbol{p}$ и $\boldsymbol{p}'$, $do'=2\pi\sin\vartheta d\vartheta$ — элемент телесного угла в направлении $\boldsymbol{p}'$. Аналогично можно получить связь ф-ции f с сжимаемостью жидкости:

$$\frac{\partial P}{\partial\rho}=\frac{p_F^2}{3m^2}+\frac{1}{3m}\left(\frac{p_F}{2\pi\hbar}\right)^3\int f(\vartheta)\,(1-\cos\vartheta)\,do' \qquad (8)$$

($\rho=mN/V$ — плотность жидкости, P — давление).

Энтропия жидкости выражается через ф-цию распределения квазичастиц той же ф-лой, что и для идеального ферми-газа:

$$S=-V\cdot2\int[n\ln n+(1-n)\ln(1-n)]\,\frac{d^3p}{(2\pi\hbar)^3}.$$

Распределение же квазичастиц по импульсам в состоянии термодинамич. равновесия даётся обычной ф-лой

распределения Ферми — Дирака (используется система единиц, в к-рой темп-ра T выражается в энергетич. единицах, т. е. в к-рой $k=1$):

$$n(\boldsymbol{p}) = \left[\exp\left(\frac{\varepsilon(\boldsymbol{p})-\mu}{T}\right)+1\right]^{-1}. \quad (9)$$

Это приводит к линейному по темп-ре закону теплоёмкости ферми-жидкости:

$$C = V\left(\frac{\pi}{3}\right)^{2/3}\frac{m^*}{\hbar^2}\left(\frac{N}{V}\right)^{1/3}T. \quad (10)$$

Время жизни квазичастиц в ферми-жидкости определяется процессами их рассеяния. При абс. нуле темп-р они сводятся к рождению пар частица-дырка, причём вероятность такого рассеяния (с учётом принципа Паули) для квазичастицы с импульсом p пропорц. $(p-p_F)^2$. Поэтому реальный физ. смысл имеют лишь квазичастицы вблизи поверхности Ферми, где эта вероятность мала. Аналогично ср. длина пробега квазичастиц при конечных темп-рах $l \sim T^{-2}$, так что фермиевская жидкость при низких темп-рах в кинетич. отношении ведёт себя как разреж. газ и должна описываться *кинетическим уравнением*. Теплопроводность $\varkappa$ и вязкость η ферми-жидкости с понижением темп-ры изменяются след. образом:

$$\varkappa \sim T^{-1}, \quad \eta \sim T^{-2}. \quad (10)$$

Соответственно с понижением темп-ры возрастает затухание звука, так что при $T=0$ распространение обычного звука невозможно. Возможно, однако, распространение колебаний особого рода — *нулевого звука*, в к-ром происходит сложная деформация ф-ции распределения квазичастиц. Закон дисперсии этих колебаний, как и у обычного звука, линейный: $\omega = u_0 k$ (где ω — частота колебаний, k — волновое число), но скорость их распространения u_0 не выражается непосредственно через сжимаемость (8), а требует для своего определения решения кинетич. ур-ния. Затухание нулевого звука пропорц. большей из величин $(\hbar\omega)^2$ и T^2 и при низких темп-рах мало. Нулевой звук представляет собой бозевскую ветвь спектра возбуждений ферми-жидкости.

От распределения по импульсам квазичастиц, даваемого ф-лой (9), следует отличать распределение по импульсам реальных частиц. Последнее размыто даже при $T=0$, однако, как и распределение квазичастиц, имеет резкий скачок при $p=p_F$.

Для описания магн. свойств ферми-жидкости необходимо рассматривать ф-ции распределения частиц, зависящие от проекции их спинов на направление магн. поля. При этом ф-ция взаимодействия f является матрицей по спиновым индексам взаимодействующих частиц, к-рую в пренебрежении слабыми релятивистскими (спин-орбитальным и спин-спиновым) взаимодействиями можно записать в виде

$$f = I\varphi(\boldsymbol{p}, \boldsymbol{p}') + \boldsymbol{\sigma}\boldsymbol{\sigma}' G(\boldsymbol{p}, \boldsymbol{p}'), \quad (11)$$

где I — единичная матрица, $\boldsymbol{\sigma}$ и $\boldsymbol{\sigma}'$ — *Паули матрицы*, действующие на спиновые индексы частиц с импульсами $\boldsymbol{p}$ и $\boldsymbol{p}'$, φ и G — скалярные ф-ции. Магн. восприимчивость χ ферми-жидкости при низких темп-рах стремится к пост. пределу:

$$\chi^{-1} = \frac{2\pi^2\hbar^3}{\beta_0 p_F m^*}\left[1+\frac{p_F m^*}{2\pi^3\hbar^3}\int G(\vartheta)\,2\pi\sin\vartheta\,d\vartheta\right], \quad (12)$$

где β_0 — магн. момент изолированной частицы.

С микроскопич. точки зрения ф-ция взаимодействия f представляет собой амплитуду рассеяния квазичастиц «вперёд», когда передача энергии $\hbar\omega$ и передача импульса $\hbar k$ стремятся к нулю. Предельное значение амплитуды зависит от порядка перехода к указанному пределу, и ф-ция f выражается через амплитуду, когда ω, k и k/ω стремятся к нулю.

Последоват. микроскопич. вычисление параметров ферми-жидкости возможно лишь в случае разреж. системы, т. е. *ферми-газа*, когда ср. расстояние между частицами велико по сравнению с *длиной рассеяния* a частиц друг на друге:

$$(N/V)^{-1/3} \gg a. \quad (13)$$

В этом случае все характеристики системы можно определить, используя теорию возмущений. В частности, для эфф. массы имеем:

$$\frac{m^*}{m} \approx 1+\frac{8}{15\pi^2}(7\ln 2-1)\left(\frac{ap_F}{\hbar}\right)^2.$$

Бозе-жидкость. В области самых малых импульсов квазичастицы в бозе-жидкости являются *фононами* — квантами звука с законом дисперсии

$$\varepsilon(\boldsymbol{p}) = up, \quad (14)$$

где u — скорость звука, связанная со сжимаемостью жидкости при $T=0$ обычной ф-лой:

$$u^2 = \frac{\partial P}{\partial \rho}. \quad (15)$$

Соответственно теплоёмкость жидкости при самых низких темп-рах имеет вид

$$C = V\frac{2\pi^2 T^3}{15(\hbar u)^3}. \quad (16)$$

Ход кривой спектра $\varepsilon(\boldsymbol{p})$ при не малых значениях импульса определяется конкретными свойствами взаимодействия атомов. В реальном ^{4}He эта кривая, измеренная экспериментально с помощью неупругого рассеяния медленных нейтронов, имеет форму, показанную на рисунке. Фактически вклад в термодинамич. ф-ции жидкости, кроме начальной — фононной — части, вносят квазичастицы вблизи минимума кривой — р о т о н ы, где кривая может быть представлена в виде

$$\varepsilon = \Delta + \frac{(p-p_0)^2}{2\mu^*}$$

с эксперим. значениями параметров: $\Delta = 8{,}7$ К, $p_0/\hbar = 1{,}9\cdot 10^8$ см$^{-1}$, $\mu^* = 1{,}1\cdot 10^{-24}$ г.

При нормальном давлении $\partial^2\varepsilon/\partial p^2|_{p\to 0} > 0$. Это приводит к тому, что фононы нач. части кривой могут распадаться на фононы с меньшими импульсами, что даёт при малых p затухание $\sim p^5$. Бóльшая же часть кривой при $T=0$ является незатухающей. При $p \approx 1{,}5\,p_0$ кривая $\varepsilon(\boldsymbol{p})$ достигает значения 2Δ. В этой точке появляется возможность распада квазичастицы на два ротона с энергиями Δ каждый. При этом значении импульса кривая $\varepsilon(\boldsymbol{p})$ обрывается.

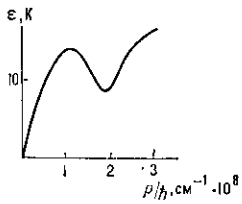
Важнейшим свойством бозевской жидкости при низких темп-рах является её *сверхтекучесть* — способность двигаться относительно сосуда без диссипации энергии. Как показал Л. Д. Ландау (1941), это свойство тесно связано с видом спектра квазичастиц. Диссипация энергии при абс. нуле темп-ры означает рождение квазичастиц при движении. Однако для спектра, показанного на рис., такой процесс невозможен при достаточно малой скорости движения в силу законов сохранения энергии и импульса.

Действительно, пусть жидкость движется относительно сосуда со скоростью $\boldsymbol{V}$. Тогда если энергия квазичастицы в неподвижной жидкости есть $\varepsilon(\boldsymbol{p})$, то в системе координат, связанной с сосудом, её энергия равна $\varepsilon(\boldsymbol{p})+\boldsymbol{p}\boldsymbol{V}$, согласно закону преобразования энергии в нерелятивистской механике. Рождение квазичастиц, связанное с диссипацией энергии, возможно, если последнее выражение отрицательно при каких-то значениях $\boldsymbol{p}$, т. е. если скорость движения больше критич. скорости V_c (критерий Ландау):

$$V > V_c = \min\frac{\varepsilon(p)}{p}. \quad (17)$$

Если правая часть выражения (17) отлична от нуля, как это имеет место для реального спектра гелия, показанного на рис., диссипация отсутствует при всех ско-

ростях, меньших V_c. При $T=0$ вся жидкость движется как сверхтекучая. При конечных темп-рах совокупность квазичастиц движется как обычная жидкость — это «нормальная часть», с к-рой связана нек-рая плотность нормальной части жидкости ρ_n. Остальная часть плотности $\rho_s=\rho-\rho_n$ движется как сверхтекучая жидкость. По мере увеличения темп-ры ρ_n увеличивается, и при нек-рой темп-ре $T=T_\lambda(P)$, зависящей от давления, ρ_s обращается в нуль и жидкость теряет свойство сверхтекучести. Линия $T=T_\lambda(P)$ является линией фазовых переходов второго рода. Для ^{4}He при давлении насыщенных паров $T_\lambda=2{,}18$ К. Вблизи темп-ры перехода ρ_s обращается в нуль по закону: $\rho_s\sim(T_\lambda-T)^{(2-\alpha)/3}$, где $\alpha\approx-0{,}01$ — критич. показатель теплоёмкости.



Своеобразными особенностями обладает распределение по импульсам истинных частиц — атомов жидкости. При $T<T_\lambda$ в жидкости происходит *Бозе — Эйнштейна конденсация*, так что в наинизшем квантовом состоянии с $p=0$ находится конечная доля всех атомов. Волновая ф-ция ψ_0 этих «сконденсированных» атомов является дополнит. классич. переменной, описывающей сверхтекучую жидкость. Она записывается в виде

$$\psi_0=\sqrt{n_0}\,e^{i\varphi}, \qquad (18)$$

где n_0 — плотность числа частиц в конденсате, φ — фаза. ψ можно рассматривать как комплексный параметр порядка, наличие к-рого отличает сверхтекучую фазу от нормальной. Плотность числа частиц n_0 не связана непосредственно с ρ_s, однако она обращается в нуль одновременно с ρ_s в точке перехода, хотя и по несколько иному закону: $n_0\sim(T_\lambda-T)^{2\beta}$, где β — критич. показатель параметра порядка. Фаза же волновой ф-ции конденсата определяет скорость сверхтекучей части бозе-жидкости (сверхтекучую скорость):

$$\boldsymbol{v}_s=\frac{\hbar}{m}\nabla\varphi \qquad (19)$$

(m — масса атома). При низких темп-рах n_0 уменьшается с повышением темп-ры по закону:

$$n_0(T)=n_0(T=0)\left[1-\frac{mT^2}{15n\hbar^3}\right],\quad n=\frac{N}{V}.$$

Распределение по импульсам частиц, не находящихся в конденсате, имеет особенность в области малых импульсов:

$$N(p)_{p\to0}=\frac{n_0mu}{2np},\ T=0;\quad N(p)_{p\to0}=\frac{n_0mT}{np^2},\ T\neq0.$$

Особый характер имеет вращение сверхтекучей части бозе-жидкости. Оно происходит вокруг отд. вихревых нитей, циркуляция скорости вокруг к-рых, в силу (19), квантована и равна целому кратному от $2\pi\hbar/m$.

Микроскопич. вычисление параметров бозе-жидкости возможно также лишь в пределе разреж. системы, удовлетворяющей условию (13), т. е. бозе-газа. Для такого газа спектр квазичастиц для любых значений p определяется ф-лой Боголюбова (Н. Н. Боголюбов, 1947):

$$\varepsilon(p)=\left[u^2p^2+\left(\frac{p^2}{2m}\right)^2\right]^{1/2}. \qquad (20)$$

При малых p спектр (20) имеет вид (14), причём скорость звука u равна

$$u=(4\pi\hbar^2na/m^2)^{1/2}.$$

При $p\to\infty$ (20) переходит в спектр свободных атомов $p^2/2m$. Плотность числа атомов в конденсате при $T=0$ в этой модели равна

$$n_0=n\left(1-{}^8/_3\sqrt{na^3}\right).$$

Для реальной жидкости можно получить приближённую интерполяц. ф-лу Фейнмана, связывающую спектр возбуждений со статич. формфактором жидкости $S(k)$, к-рый можно определить по рассеянию рентгеновских лучей жидкостью:

$$\varepsilon(p)=\frac{p^2}{2mS(p/\hbar)}.$$

Согласно этой ф-ле, ротонному минимуму соответствует максимум $S(k)$, связанный с ближним порядком в расположении атомов жидкости.

Сверхтекучая ферми-жидкость. При достаточно низких темп-рах состояние нормальной ферми-жидкости оказывается неустойчивым, если взаимодействие между квазичастицами имеет характер притяжения. Более точно, неустойчивость возникает, если амплитуда рассеяния квазичастиц с противоположными импульсами имеет соответствующий притяжению отрицат. знак хотя бы при одном значении относит. угл. момента l квазичастиц. Тогда с понижением темп-ры при нек-рой критич. темп-ре T_c происходит «спаривание» — образование молекулоподобных куперовских пар квазичастиц с противоположными импульсами. Эти пары являются бозонами и в нек-рых отношениях ведут себя как бозевский конденсат. Темп-ра перехода T_c экспоненциально зависит от амплитуды для соответствующего l. Ниже T_c ферми-жидкость становится сверхтекучей. Конкретные свойства сверхтекучей фазы зависят от значения момента, при к-ром происходит спаривание. Если спаривание происходит в состоянии с $l=0$, то жидкость остаётся изотропной. Волновая ф-ция электронных пар является в этом случае скаляром вида (18).

Спектр квазичастиц ниже точки перехода меняется и приобретает вид

$$\varepsilon(p)=\left[\Delta^2+v_F^2(p-p_F)^2\right]^{1/2}, \qquad (21)$$

Из (21) видно, что в спектре имеется «щель»: мин. энергия, необходимая для рождения квазичастицы, равна Δ (а пары частица-дырка 2Δ). Щель Δ зависит от темп-ры и обращается в нуль при $T=T_c$. При $T=0$ $\Delta=1{,}75T_c$. Благодаря наличию щели в спектре теплоёмкость, соответствующая фермиевской ветви возбуждений (21), при низких темп-рах экспоненциально мала. Система, однако, имеет и бозевскую ветвь возбуждений — обычный звук с законом дисперсии (14) — (15), так что теплоёмкость при низких темп-рах определяется законом (16).

Спектр (21) удовлетворяет условию сверхтекучести с конечным значением V_c. Само это условие не является необходимым для сверхтекучести ферми-жидкости, поскольку неогранич. рождение фермиевских квазичастиц запрещено принципом Паули. Однако его выполнение обеспечивает равенство $\rho_n=0$ при $T=0$.

Аналогичными свойствами, осложнёнными наличием электрич. заряда и анизотропией, обладают электроны в сверхпроводящей фазе металлов (см. *Сверхпроводимость*).

Реальный ^{3}He переходит в сверхтекучее состояние с темп-рой перехода при нулевом давлении $T_c\sim10^{-4}$ К. Спаривание происходит в состояние с $l=1$ и спином 1. Параметр порядка — волновая ф-ция пар — может быть в этом случае представлен в виде тензора второго ранга ψ_{ik}, первый индекс к-рого относится к орбитальным, а второй — к спиновым переменным. Сверхтекучий ^{3}He является, т. о., *жидким кристаллом*. Существуют две фазы сверхтекучего ^{3}He — A- и B-фазы, отличающиеся видом тензора ψ_{ik}. Низкотемпературная B-фаза более изотропна, её анизотропия связана лишь с относительно слабым взаимодействием спинов ядер атомов ^{3}He с их орбитальным движением. В пренебрежении этим взаимодействием тензор ψ_{ik} можно привести к виду

$$\psi_{ik}=\psi_0\delta_{ik},$$

где ψ_0 — нек-рый скаляр (δ_{ik} — символ Кронекера). Спектр квазичастиц имеет вид (21) с не зависящей от углов щелью Δ. A-фаза существенно анизотропна. Тензор ψ_{ik} для неё можно привести к виду

$$\psi_{ik} = \psi_0 (\Delta_i' + i\Delta_i'') t_k,$$

где Δ_i', Δ_i'', t_k — компоненты единичных вещественных векторов Δ', Δ'', t. Векторы Δ' и Δ'' ортогональны и их векторное произведение l определяет направление орбитальных моментов всех куперовских пар. Вектор t определяет направление, на к-рое проекция спинов пар равна нулю. Спектр возбуждений A-фазы имеет вид (21), однако щель зависит от угла ϑ между направлением импульса p и вектором l: $\Delta^2 \sim \sin^2\vartheta$.

Лит.: Абрикосов А. А., Горьков Л. П., Дзялошинский И. Е., Методы квантовой теории поля в статистической физике, М., 1962; Пайнс Д., Нозьер Ф., Теория квантовых жидкостей, пер. с англ., М., 1967; Сверхтекучесть гелия-3. Сб. ст., пер. с англ., М., 1977; Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Статистическая физика, ч. 2 — Теория конденсированного состояния, М., 1978; Квантовые жидкости и кристаллы, Сб. ст., пер. с англ., М., 1979.

Л. П. Питаевский.

КВА́НТОВАЯ КОГЕРЕ́НТНОСТЬ в квантовой оптике — характеристика интерференции квантовых состояний поля излучения.

Динамич. системы в квантовой теории имеют более сложное описание, чем в классической. Напр., в классич. механике состояние одномерного гармонич. осциллятора полностью определяется амплитудой, частотой и нач. фазой колебаний. В квантовой механике гармонич. осциллятор — многоуровневая система, полное описание к-рой требует задания бесконечного числа параметров: амплитуд и фаз состояний, относящихся к каждому из уровней. Динамика этой системы определяется интерференцией всех состояний.

В *квантовой теории поля* устанавливается аналогия между монохроматич. волной и гармонич. осциллятором, вследствие чего монохроматич. волна, подобно квантовому осциллятору, описывается *интерференцией состояний* поля, чему нет аналога в классич. описании. Такая интерференция состояний определяет характер поля от близкого к классическому, монохроматическому (детерминированному) до нерегулярного, шумового, полностью сформированного квантовыми флуктуациями. Характеристикой степени детерминированности полей служит К. к.

Математически последовательную теорию К. к. излучения, т. н. формализм когерентных состояний, развил Р. Глаубер (R. Glauber, 1963), хотя нек-рые аспекты К. к. рассматривались ещё Э. Шрёдингером (E. Schrödinger, 1927). Центр. объект теории К. к.— *когерентное состояние* $|\alpha\rangle$, определяемое как собственный вектор оператора уничтожения $\hat{a}$ (см. *Вторичное квантование*):

$$\hat{a}\,|\alpha\rangle = \alpha\,|\alpha\rangle,$$

здесь α — собственное число, принимающее любые комплексные значения. Поля, находящиеся в когерентном состоянии, обладают рядом особенностей. Они имеют не нулевую напряжённость $\langle\alpha|\hat{a}|\alpha\rangle = \alpha$, поэтому такие поля дают макс. контрастность в картинах интерференции.

Вероятность обнаружить в когерентном состоянии $|\alpha\rangle$ n квантов даётся распределением Пуассона:

$$|\langle n\,|\,\alpha\rangle|^2 = \frac{|\alpha|^{2n}}{n!}\, e^{-|\alpha|^2}.$$

Неопределённость числа квантов в когерентном состоянии приводит к минимально возможному соотношению неопределённости для операторов координаты $\hat{q} = \sqrt{\hbar/2\omega}\,(\hat{a}^+ + \hat{a})$ и импульса $\hat{p} = i\sqrt{\hbar\omega/2}(\hat{a}^+ - \hat{a})$

$$(\Delta q)^2 \cdot (\Delta p)^2 = \tfrac{1}{4}\hbar^2.$$

Здесь $\hat{a}^+$ и $\hat{a}$ — операторы рождения и уничтожения, ω — частота.

Когерентные состояния неортогональны:

$$|\langle\beta\,|\,\alpha\rangle|^2 = \exp(-|\beta - \alpha|^2),$$

но образуют полный набор состояний.

В теории К. к. важную роль играет описание полей матрицей плотности $\hat{\rho}$ в диагональном представлении когерентных состояний, в т. н. $P(\alpha)$ — представлении Глаубера:

$$\hat{\rho} = \int d^2\alpha\, P(\alpha)\,|\alpha\rangle\langle\alpha|,$$

где $d^2\alpha = d(\mathrm{Re}\alpha)d(\mathrm{Im}\alpha)$ и *след* матрицы $\mathrm{Sp}\hat{\rho} = \int d^2\alpha P(\alpha) = 1$. В этом представлении когерентное поле в состоянии $|\alpha_0\rangle$ описывается δ — ф-цией в комплексной плоскости α:

$$P(\alpha) = \delta^2(\alpha - \alpha_0).$$

Вообще говоря, ф-ция распределений вероятностей $P(\alpha)$ для квантовых полей является вещественной ф-цией комплексного аргумента, но в огранич. области может быть отрицательной. В этом случае она относится к классу т. н. распределений квазивероятности и описывает широкий, но огранич. класс состояний поля.

В *квантовой оптике* различают полную и частичную степени m, когерентность. Частичная К. к. определяется тем макс. значением m, для к-рого выполняется условие факторизации нормально упорядоченного корреляторa:

$$\langle(\hat{a}^+)^m(\hat{a})^m\rangle \equiv \mathrm{Sp}\,\hat{\rho}\,(\hat{a}^+)^m(\hat{a})^m = \langle\hat{a}^+\rangle^m\langle\hat{a}\rangle^m.$$

Поля, находящиеся в полностью когерентных состояниях, наиб. близки по свойствам к классическим, в частности квантовые одномодовые — к соответствующим монохроматическим. Когерентные поля генерируются движущимися классически электрич. зарядами и лазерами (идеально стабилизованными). К. к. проявляется в тех квантовых системах, поведение к-рых близко к поведению соответствующей классич. системы и квантовые флуктуации в к-рой малы. Исследования К. к. связаны с вопросами формирования поля сверхизлучающими системами, лазерами и др. источниками излучения, близкого к полностью когерентному.

Лит. см. при статьях *Квантовая оптика*, *Когерентное состояние*.

С. Г. Пржибельский.

КВА́НТОВАЯ МЕТРОЛО́ГИЯ — наука об измерениях, базирующихся на квантовых явлениях. Осн. проблема К. м.— установление т. н. естеств. системы единиц физ. величин на основе фундам. констант [1, 2]. Гл. направления в К. м.: разработка и реализация квантовых эталонов (КЭ); установление соответствия между размерами единиц, воспроизводимых разл. КЭ, а также преемственности между ними и традиц. эталонами; выявление и изучение погрешностей КЭ, в т. ч. вызываемых ограничениями квантового характера (напр., *неопределённостей соотношением*); поиск квантовых явлений, в к-рых наиб. стабильно и с мин. погрешностью воспроизводятся значения фундам. констант и их комбинаций; уточнение и согласование их значений; развитие методов измерений с наивысшей точностью и мин. порогом чувствительности, основанных на квантовых явлениях.

КЭ единиц физических величин системы СИ. Единица времени (секунда) воспроизводится с помощью квантового цезиевого эталона частоты. Секунда определяется интервалом, в к-ром укладывается 9 192 631 770 периодов колебаний излучения, соответствующего квантовому переходу между уровнями сверхтонкой структуры атома ^{133}Cs с квантовыми числами $F=4$ и $F=3$. В состав национальных эталонов единиц времени и частоты помимо *цезиевой атомно-*

лучевой трубки входят также КЭ на основе *водородного генератора*.

Единица длины (метр). В течение более 20 лет единица длины поддерживалась с помощью КЭ на основе длины волны λ излучения ^{86}Kr. С 1983 12-й Генеральной конференцией по мерам и весам рекомендовано новое определение метра, основанное на соотношении $\lambda = c\nu$ и канонизированном значении *скорости света* в вакууме $c = 299\,792\,458$ м/с. Для реализации эталона используют, как правило, гелий-неоновый лазер, частота генерации к-рого ν измеряется с помощью КЭ секунды. Это позволяет связать эталоны единиц времени и длины (см. *Оптические стандарты частоты*).

Единица силы тока (ампер) воспроизводится измерением магн. индукции методом *ядерного магнитного резонанса* (ЯМР) на протонах или лёгких ядрах (напр., ^{4}He). Магн. поле создаётся эталонной катушкой точно измеренной геом. конфигурации с рассчитываемым коэф. преобразования тока в индукцию поля. Воспроизведение ампера реализуется в соответствии с соотношением

$$I = \frac{\omega}{K\gamma'}, \qquad (1)$$

где ω — частота сигнала ЯМР, K — постоянная эталонной катушки, γ' — *гиромагнитное отношение* ядра. Для протонов γ' отличается от идеального значения $\gamma = 2\mu_p/h$ (μ_p — магн. момент протона) поправками $\sim 10^{-5}$ вследствие экранировки протона в сферич. объёме H_2O.

Единица эдс (вольт) воспроизводится КЭ, основанном на *Джозефсона эффекте* [1, 3]; при этом используется соотношение

$$V = N\nu\frac{h}{2e}, \qquad (2)$$

где N — номер ступеньки на вольт-амперной характеристике джозефсоновского перехода ($N \sim 10^3$, целое число), ν — частота эл.-магн. излучения, подаваемого на переход. Значение $(h/2e)$ устанавливается в результате согласования значений фундам. констант [2]. Согласованное (1986) значение [4]: $h/2e = 2{,}06783461(61) \times \times 10^{-15}$ Вб.

Единица электрич. сопротивления (ом). В КЭ используется *квантовый Холла эффект*. Воспроизводимое квантованное значение сопротивления выражается соотношением

$$R = \frac{h}{pe^2}, \qquad (3)$$

где p — целое число (номер плато в квантовом эффекте Холла), отношение h/e^2 связано с безразмерной постоянной тонкой структуры:

$$\frac{1}{\alpha} = \frac{h}{e^2}\cdot\frac{2}{\mu_0 c},$$

где μ_0 — магн. проницаемость вакуума. Значение α может быть установлено независимо от размеров единиц, поддерживаемых эталонами, напр. из измерений аномального магн. момента электрона. Согласованное (1986) значение: $\alpha^{-1} = 137{,}039895(61)$ [4].

Методы измерений с наивысшей точностью и минимальным порогом чувствительности. Наиб. широко применяется эффект Джозефсона. На основе сверхпроводящих квантовых интерферометров (*сквидов*) разработаны методы измерений, порог чувствительности к-рых снижен вплоть до ограничений фундам. характера. Сюда относятся, напр., пиковольтметры (порог чувствительности 10^{-14} В), пикоамперметры (10^{-15} А), веберметр (10^{-19} Вб, т. е. $\sim 10^{-5}$ кванта потока). Из др. КЭ следует отметить эталоны, основанные на туннельном эффекте, позволяющем в *сканирующем туннельном микроскопе* достичь при исследовании профиля поверхности разрешающей способности порядка атомных размеров.

Лит.: 1) Современная система эталонов единиц электрических величин на основе фундаментальных физических констант и стабильных физических эффектов, М., 1977; 2) Квантовая метрология и фундаментальные константы. Сб. ст., пер. с англ., М., 1981; 3) Слабая сверхпроводимость. Квантовые интерферометры и их применения. [Сб. ст.], пер. с англ., М., 1980; 4) Cohen E. R., Taylor B. N., The 1986 adjustment of the fundamental physical constants, «Revs Mod. Phys.», 1987, v. 59, p. 1121; 5) Краснополин И. Я., Пудалов В. М., Семенчинский С. Г., Физический репер сопротивления на основе квантового эффекта Холла, «Приборы и техн. эксперимента», 1987, № 6, с. 5.

В. М. Пудалов.

КВАНТОВАЯ МЕХАНИКА

Содержание

Место К. м. среди других наук о движении . . . 274
История создания К. м. 274
Физические основы К. м. 276
Корпускулярно-волновой дуализм 276
Принцип суперпозиции состояний 276
Вероятностное описание в К. м. 278
Математический аппарат К. м. 278
Векторы состояния и линейные эрмитовы операторы 278
Основные постулаты К. м. 279
Представления вектора состояния 280
Эволюция системы во времени 280
Принцип соответствия и временно́е уравнение Шрёдингера 280
Среднее значение физической величины. Дисперсия 281
Соотношение неопределённостей 281
Производная физической величины по времени . . 282
Перестановочные соотношения и классические скобки Пуассона 283
Симметрия гамильтониана и сохраняющиеся величины 283
Обратимость уравнения Шрёдингера во времени . 284
Плотность потока вероятности 284
Стационарные состояния 284
Соотношение неопределённостей для энергии и времени 285
Стационарное уравнение Шрёдингера 285
Движение в периодическом поле 287
Движение в центральном поле 288
Квазистационарные состояния 289
Спин. Полный момент 289
Системы многих частиц. Тождественные частицы . 290
Обменное взаимодействие. Химическая связь . . . 291
Приближённые методы К. м. 292
Парадоксы К. м. 292

К. м. (волновая механика) — теория, устанавливающая способ описания и законы движения физ. систем, для к-рых величины, характеризующие систему и имеющие размерность *действия*, оказываются сравнимыми с постоянной Планка h. Этому условию удовлетворяет, как правило, движение микрочастиц (электронов в атоме, атомов в молекулах, нуклонов в ядрах и т. д.). Однако в нек-рых случаях специфич. квантовыми свойствами обладают макроскопич. системы как целое (см. *Макроскопические квантовые эффекты*).

К. м. представляет собой систему понятий и адекватный ей матем. аппарат, необходимый и достаточный для описания всех наблюдаемых свойств соответствующих систем и их движения.

Законы К. м. составляют фундамент наук о строении вещества. Они позволили выяснить строение электронных оболочек атомов и расшифровать атомные и молекулярные спектры, установить природу хим. связи, объяснить периодич. систему элементов Менделеева, понять строение и свойства атомных ядер. Поскольку свойства макроскопич. тел определяются движением и взаимодействием частиц, из к-рых они состоят, законы К. м. объясняют многие макроскопич. явления, напр. температурную зависимость и величину теплоёмкости макроскопич. систем (газов, твёрдых тел). Законы К. м. лежат в основе теории строения твёрдых тел (металлов, диэлектриков, полупроводников) и её многочисл. техн. приложений. Только на основе К. м. удалось последовательно объяснить магн. свойства веществ и создать теорию *ферромагнетизма* и *антиферромагнетизма*. К. м. естеств. образом решила ряд проблем классич. статистич. физики, напр. обосновала теорему Нернста (см. *Третье начало термодинамики*), разрешила *Гиббса парадокс*. Важное значение имеют макроскопич. квантовые эффекты, проявляющиеся,

в частности, в таких свойствах *квантовых жидкостей*, как *сверхтекучесть* и *сверхпроводимость* (см. также *Джозефсона эффект*, *Квантовый Холла эффект*). На основе К. м. удалось объяснить природу *белых карликов*, *нейтронных звёзд*, выяснить механизм протекания *термоядерных реакций* в Солнце и звёздах.

Ряд крупнейших техн. достижений 20 в. основан по существу на специфич. явлениях К. м., не имеющих аналогов в классич. механике. Так, квантовомеханич. резонансное рассеяние частиц (обусловливающее тот факт, что эфф. сечение поглощения нейтронов может быть на неск. порядков больше геом. размеров ядер) весьма существенно для работы ядерных реакторов, а явление квантовомеханич. туннелирования (подбарьерный переход) позволяет осуществить в земных условиях термоядерные реакции (в т. ч. УТС), получать большие токи (см. *Автоэлектронная эмиссия*), а также использовать в техн. целях туннельные переходы в твёрдых телах (см., напр., *Туннельный диод*, *Сканирующий туннельный микроскоп*).

Фундамент *квантовой электроники* составляет квантовомеханич. теория излучения. Законы К. м. используются при целенаправл. поиске и создании новых материалов (особенно магнитных, полупроводниковых и сверхпроводящих). Т. о., открытие законов К. м. явилось одним из важнейших факторов, приведших к совр. научно-техн. революции, а К. м. стала в значит. мере «инженерной» наукой, знание к-рой необходимо не только физикам-исследователям, но и инженерам.

Место К. м. среди других наук о движении

В нач. 20 в. выяснилось, что классич. механика Ньютона имеет огранич. область применимости и нуждается в обобщении. Во-первых, она неприменима при скоростях движения тел, сравнимых со скоростью света. Здесь её заменила релятивистская механика, построенная на основе специальной (частной) теории относительности Эйнштейна (см. *Относительности теория*). Релятивистская механика включает в себя Ньютонову (нерелятивистскую) механику как частный случай. (Ниже термин «классич. механика» будет объединять Ньютонову и релятивистскую механику.)

Для классич. механики в целом характерно описание частиц путём задания их координат и скоростей в зависимости от времени. Такому описанию соответствует движение частиц по вполне определ. траекториям. Однако опыт показал, что это описание не всегда справедливо в случае частиц с очень малой массой (микрочастиц). В этом состоит второе ограничение применимости механики Ньютона. Более общее описание движения даёт К. м., к-рая включает в себя как частный случай классич. механику. К. м. делится на нерелятивистскую, справедливую при малых скоростях, и релятивистскую, удовлетворяющую требованиям спец. теории относительности. В статье изложены основы нерелятивистской К. м. (однако нек-рые общие положения относятся к квантовой теории в целом). Нерелятивистская К. м. (как и механика Ньютона для своей области применимости) — вполне законченная и логически непротиворечивая теория, способная в области своей применимости количественно описать в принципе любое физ. явление. Напротив, релятивистская К. м., за исключением отд. частных задач, не может считаться замкнутой теорией, а представляет собой составную часть *квантовой теории поля* (со всеми присущими ей трудностями). Это связано с тем, что при взаимодействии релятивистских частиц в игру неизбежно вовлекаются полевые степени свободы.

Соотношение между классической механикой и К. м. определяется универс. мировой постоянной — постоянной Планка $h \approx 6{,}62 \cdot 10^{-27}$ эрг·с (или $\hbar = h/2\pi \approx 1{,}05 \times 10^{-27}$ эрг·с), наз. также квантом действия. Если в условиях данной задачи физ. величины размерности действия значительно больше $\hbar$ (так что $\hbar$ можно считать очень малой величиной), то применима классич. механика,— именно это условие и является критерием её применимости.

История создания К. м.

В нач. 20 в. были обнаружены две (казалось, не связанные между собой) группы явлений, свидетельствующих о неприменимости механики Ньютона и классич. электродинамики к процессам взаимодействия света с веществом и к процессам, происходящим в атоме. Первая группа явлений была связана с установленной на опыте двойственной природой света — дуализмом света (см. ниже), вторая — с невозможностью объяснить на основе классич. представлений существование устойчивых атомов, а также их оптич. спектры. Установление связи между этими группами явлений и попытки их объяснения и привели, в конечном счёте, к открытию законов К. м.

Впервые квантовые представления (в т. ч. величина h) были введены в 1900 М. Планком (M. Planck) в работе, посвящённой теории теплового излучения тел (см. *Планка закон излучения*). Существовавшая к тому времени теория теплового излучения, построенная на основе классич. электродинамики и статистич. физики, приводила к бессмысленному выводу о невозможности термодинамич. равновесия между излучением и веществом, т. к. вся энергия должна перейти в излучение. Планк разрешил это противоречие и получил результаты, прекрасно согласующиеся с опытом, предположив, что свет испускается не непрерывно (как это следовало из классич. теории излучения), а определ. дискретными порциями энергии — квантами. Величина такого кванта энергии пропорциональна частоте света ν и равна: $\varepsilon = h\nu$. Попытки обосновать гипотезу Планка в рамках классич. физики оказались безуспешными. Несовместимость гипотезы Планка с классическими представлениями отмечалась, в частности, А. Пуанкаре (H. Poincaré).

От работы Планка можно проследить две взаимосвязанные линии развития, завершившиеся к 1927 окончат. формулировкой К. м. в двух её формах. Первая начинается с работы А. Эйнштейна (1905), в к-рой была дана теория *фотоэффекта*. Развивая идею Планка, Эйнштейн предположил, что свет не только испускается и поглощается, но и распространяется квантами, т. е. что дискретность присуща самому свету: свет состоит из отд. порций — световых квантов, названных позднее *фотонами*. Энергия фотона $\varepsilon = h\nu$. На основании этой гипотезы Эйнштейн объяснил установленные на опыте закономерности фотоэффекта, к-рые противоречили классической (базирующейся на классич. электродинамике) теории света.

Дальнейшее доказательство корпускулярного характера света было получено в 1922 А. Комптоном (A. Compton), показавшим экспериментально, что при рассеянии рентгеновских лучей свободными электронами происходит изменение их частоты в соответствии с законами упругого столкновения двух частиц — фотона и электрона (см. *Комптона эффект*). Кинематика столкновения определяется законами сохранения энергии и импульса, причём фотону наряду с энергией следует приписать импульс $p = h/\lambda = h\nu/c$ (где λ — длина световой волны). Энергия и импульс фотона связаны соотношением $\varepsilon = cp$, справедливым в релятивистской механике для частицы с нулевой массой покоя. Т. о., было доказано экспериментально, что наряду с известными волновыми свойствами (проявляющимися в интерференции, дифракции и поляризации) свет обладает и корпускулярными свойствами. В этом состоит дуализм света, его корпускулярно-волновая природа. Дуализм содержится уже в ф-ле $\varepsilon = h\nu$, не позволяющей выбрать к.-л. одну из двух концепций: энергия ε характеризует частицу, а частота ν является характеристикой волны. Возникло формальное логич. противоречие: для объяснения одних явлений необходимо

было считать, что свет имеет волновую природу, а для объяснения других — корпускулярную. По существу разрешение этого противоречия и привело к созданию физ. основ К. м.

В 1924 Л. де Бройль (L. de Broglie), пытаясь найти объяснение постулированным в 1913 Н. Бором (N. Bohr) условиям квантования атомных орбит (см. ниже), выдвинул гипотезу о всеобщности *корпускулярно-волнового дуализма*. Согласно де Бройлю, каждой частице, независимо от её природы, следует поставить в соответствие волну, длина к-рой λ связана с импульсом частицы p соотношением $\lambda=h/p$. По этой гипотезе не только фотоны, но и все «обыкновенные частицы» (электроны, протоны и др.) обладают волновыми свойствами (см. *Волны де Бройля*), к-рые, в частности, должны проявляться в *дифракции частиц*. В 1927 К. Дэвиссон (C. Davisson) и Л. Джермер (L. Germer) впервые наблюдали дифракцию электронов. Позднее волновые свойства были обнаружены и у др. частиц и справедливость ф-лы де Бройля была подтверждена экспериментально. В 1926 Э. Шрёдингер (E. Schrödinger) предложил ур-ние, описывающее поведение таких «волн» во внеш. силовых полях, а М. Борн (M. Born) дал им статистическую, вероятностную интерпретацию. Так возникла волновая механика. Волновое *Шрёдингера уравнение* является осн. ур-нием нерелятивистской К. м. В 1928 П. Дирак (P. A. M. Dirac) сформулировал релятивистское ур-ние, описывающее движение электрона во внеш. силовом поле; *Дирака уравнение* стало одним из основных ур-ний релятивистской К. м.

Вторая линия развития (также являющаяся обобщением гипотезы Планка) начинается с работы Эйнштейна (1907), посвящённой теории теплоёмкости твёрдых тел. Эл.-магн. излучение, представляющее собой набор эл.-магн. волн разл. частот, динамически эквивалентно нек-рому набору *осцилляторов*. Испускание или поглощение волн эквивалентно возбуждению или, напротив, переходу в основное (невозбуждённое) состояние соответствующих осцилляторов. Тот факт, что испускание и поглощение эл.-магн. излучения веществом происходят квантами с энергией $h\nu$, можно выразить так: осциллятор поля не может обладать произвольной энергией, он может иметь только определ. дискретные уровни энергии, расстояние между к-рыми равно $h\nu$. Эйнштейн обобщил идею квантования энергии осциллятора эл.-магн. поля на осциллятор произвольной природы. Поскольку тепловое движение твёрдых тел сводится к колебаниям атомов, то и твёрдое тело динамически эквивалентно набору осцилляторов. Энергия таких осцилляторов тоже квантована, т. е. разность соседних уровней энергии должна равняться $h\nu$, где ν — частота колебаний атомов. Теория Эйнштейна, уточнённая П. Дебаем (P. Debye), Борном и Т. Карманом (Th. Karman), сыграла выдающуюся роль в развитии теории твёрдых тел.

В 1913 Бор применил идею квантования энергии к планетарной модели строения атома, к-рая вытекала из результатов опытов Э. Резерфорда (E. Rutherford, 1911). Согласно этой модели, в центре атома находится положительно заряж. ядро, в к-ром сосредоточена почти вся масса атома; вокруг ядра вращаются по орбитам отрицательно заряж. электроны. Рассмотрение такого движения на основе классич. представлений приводило к парадоксальному результату — невозможности существования стабильных атомов: согласно классич. электродинамике, электрон не может устойчиво двигаться по орбите, поскольку вращающийся электрич. заряд должен излучать эл.-магн. волны и, следовательно, терять энергию; радиус его орбиты должен непрерывно уменьшаться, и за время $\sim 10^{-11}$ с электрон должен упасть на ядро. Это означало, что законы классич. физики неприменимы к движению электронов в атоме, т. к. атомы не только существуют, но и весьма устойчивы.

Для объяснения устойчивости атомов Бор предположил, что излучение электрона в атоме подчиняется квантовым законам, т. е. происходит дискретными порциями. Он постулировал, что из всех орбит, допускаемых ньютоновой механикой для движения электрона в электрич. поле атомного ядра, реально осуществляются лишь те, к-рые удовлетворяют определ. условиям квантования, требующим [как показал позже А. Зоммерфельд (A. Sommerfeld)], чтобы величина действия для классич. орбиты была целым кратным постоянной Планка h. Такие орбиты были названы стационарными. Им отвечают определ. уровни энергии. Далее Бор постулировал, что при движении по стационарным орбитам электрон не испускает световых волн. Излучение происходит лишь при переходе электрона с одной стационарной орбиты на другую, т. е. с одного уровня энергии $\mathcal{E}_i$ на другой, с меньшей энергией, $\mathcal{E}_k$, и при этом рождается квант света с энергией $h\nu=\mathcal{E}_i-\mathcal{E}_k$. Так возникает линейчатый спектр атома. Исходя из этих постулатов, Бор получил правильную ф-лу для частот спектральных линий атома водорода (и водородоподобных атомов), охватывающую совокупность открытых ранее эмпирич. ф-л (см. *Спектральная серия*). При этом числ. значение *Ридберга постоянной*, к-рое Бор выразил через фундам. константы m, e, h (m и e—масса и заряд электрона), оказалось в прекрасном согласии с её значением, измеренным на опыте. Размеры атома в теории Бора также выражались через фундам. константы: радиус нижней боровской орбиты $a=h^2/me^2\approx 0{,}5\cdot 10^{-8}$ см совпадал с эксперим. оценками размеров атома.

Т. о., Бор, используя квантовую постоянную h, отражающую дуализм света, показал, что эта величина определяет также и движение электронов в атоме. Впоследствии стало ясно, что этот вывод — одно из следствий универсальности корпускулярно-волнового дуализма. Существование дискретных уровней энергии в атомах было непосредственно установлено *Франка—Герца опытами* (1913—14).

Успех теории Бора, как и предыдущие успехи теории квантов, был достигнут за счёт нарушения логич. цельности классич. теории: с одной стороны, использовалась Ньютонова механика, с другой,— привлекались чуждые ей искусств. правила квантования. Кроме того, теория Бора оказалась не в состоянии объяснить движение электронов в сложных атомах (даже в атоме гелия), возникновение хим. связи между атомами, приводящей к образованию молекул, и др. «Полуклассич.» теория Бора не могла также ответить на вопрос, как движется электрон при переходе с одного уровня энергии на другой. Дальнейшая разработка вопросов теории атома привела к убеждению, что движение электрона в атоме нельзя описывать в терминах (понятиях) классич. механики (как движение по определ. траектории, или орбите), что вопрос о движении электрона между стационарными орбитами несовместим с характером законов, определяющих поведение электронов в атоме, и что необходима новая теория, в к-рую входили бы только величины, относящиеся к нач. и конечному стационарным состояниям атома. В 1925 В. Гейзенберг (W. Heisenberg) построил такую форм. схему, в к-рой вместо координат и скоростей электрона фигурировали некие абстрактные алгебр. величины — матрицы; связь матриц с наблюдаемыми величинами (уровнями энергии и интенсивностями квантовых переходов) давалась простыми непротиворечивыми правилами. Работа Гейзенберга была развита Борном и П. Йорданом (P. Jordan). Так возникла матричная механика. Вскоре после появления ур-ния Шрёдингера была показана матем. эквивалентность волновой (основанной на ур-нии Шрёдингера) и матричной механики.

Большую роль в создании К. м. сыграли работы Дирака, выявившего важнейшую роль принципа суперпозиции состояний. Окончат. формирование К. м. как последоват. теории с ясными физ. основами произошло

после работы Гейзенберга (1927), в к-рой было сформулировано *неопределённостей соотношение* — важнейшее соотношение, освещающее физ. смысл ур-ний К. м., её связь с классич. механикой и ряд др. принципиальных вопросов К. м. Эта работа была продолжена и обобщена в трудах Бора и Гейзенберга.

Детальный анализ спектров атомов привел к представлению [введённому Дж. Уленбеком (G. Uhlenbeck) и С. Гаудсмитом (S. Goudsmit) и развитому В. Паули (W. Pauli)] о том, что электрону кроме заряда и массы должна быть приписана ещё одна внутр. характеристика — *спин*. [Ранее представление о внутр. моменте электрона развивалось Р. Кронигом (R. Kronig), но его работа не была опубликована.] Важную роль сыграл открытый Паули (1925) т. н. принцип запрета (*Паули принцип*, см. ниже), имеющий фундам. значение в теории атомов, молекул, ядер, твёрдых тел.

В течение короткого времени К. м. была с успехом применена для описания широкого круга явлений. Были созданы теории атомных спектров, строения молекул, хим. связи, периодич. системы элементов, металлич. проводимости и ферромагнетизма. Дальнейшее принципиальное развитие квантовой теории связано гл. обр. с релятивистской К. м. Нерелятивистская К. м. развивалась в осн. в направлении охвата разнообразных конкретных задач физики атомов, молекул, твёрдых тел, а также совершенствования матем. аппарата и разработки количеств. методов решения разл. задач. Вместе с тем не прекращалась разработка и принципиальных проблем К. м.— альтернативных схем её интерпретации (в т. ч. с помощью *скрытых параметров*), теории измерений (*квантовые неразрушающие измерения*) и т. д., продолжали возникать и новые разделы и методы К. м.— теория движения в нерегулярном поле (*андерсоновская локализация*), теория комплексного углового момента (*Редже полюсов метод*), суперсимметричная К. м. (см. *Суперсимметрия*) и др. Р. Фейнманом (R. Feynman) была предложена новая формулировка К. м. в виде т. н. интегралов по траекториям (см. *Функционального интеграла метод*).

Физические основы К. м.

Корпускулярно-волновой дуализм. Физ. основой К. м. является корпускулярно-волновой дуализм — всеобщее и универс. свойство материи, согласно к-рому не только любой волне с частотой ω и волновым вектором $\boldsymbol{k}$ отвечает частица с энергией $\mathcal{E}$ и импульсом $\boldsymbol{p}$, соответственно равными:

$$\mathcal{E}=\hbar\omega, \quad \boldsymbol{p}=\hbar\boldsymbol{k}, \qquad (1)$$

но и, обратно, с любой частицей, обладающей энергией $\mathcal{E}$ и импульсом $\boldsymbol{p}$, связана волна, частота и волновой вектор к-рой определяются соотношениями (1). Наличие у частиц волновых свойств доказано в огромном числе экспериментов. Интерференция и дифракция наблюдались для электронов, нейтронов, атомных ядер, атомов, молекул. Волновые свойства нейтронов лежат в основе *нейтронной оптики* (имеющей, в частности, прикладное значение) и широко используются при изучении структуры вещества (см. *Нейтронография*). Т. о., теория движения микрочастиц с необходимостью обязана учитывать наличие у них волновых свойств. Это с неизбежностью ведёт к отказу от нек-рых классич. представлений, сформировавшихся в результате наблюдения движения макроскопич. тел. В частности, наблюдение волновых явлений несовместимо с представлением о движении частицы по определённой классич. траектории.

В качестве примера рассмотрим дифракцию света на двух щелях (рис. 1). Если характерные размеры в рассматриваемой задаче соизмеримы с длиной волны света (а источник S можно считать точечным), то на экране Э будут наблюдаться интерференц. полосы. При корпускулярной интерпретации данного результата это означает, что в точку M, отвечающую минимуму интерференции, фотоны не попадают. С точки зрения классич. представлений движения частиц по траекториям, фотоны не должны попадать в точку M ни по пути SaM, ни по пути SbM. Это, однако, противоречит след. опыту: закрывая щель b, можно наблюдать нек-рую освещённость в точке M, что указывает на возможность распространения фотонов по пути SaM. Аналогично, закрывая щель a, можно убедиться, что фотоны могут распространяться и по пути SbM. Исходя из классич. представлений о движении частиц, нельзя объяснить, почему фотоны, способные попадать в точку M как по пути SaM, так и по SbM в отдельности, не попадают в неё, когда оказывается возможным движение по обоим путям сразу. [Представление о том, что между фотонами, движущимися по разным путям, существует взаимодействие, обусловливающее интерференц. явления, опровергается опытом, из к-рого следует, что картина интерференции не зависит от интенсивности источника S. Более того, если вместо экрана использовать, напр., фотоэмульсию, накапливающую эффект, то при достаточно большой экспозиции интерференция будет наблюдаться при столь малой интенсивности источника, когда от него летят практически единичные фотоны. Образно говоря, каждый фотон интерферирует сам с собой, что и даёт в результате интерференц. картину (хотя попадание каждого отд. фотона на фотоэмульсию — случайно).] Причиной возникшего парадокса является предположение о том, что каждый фотон движется по вполне определ. траектории. Это предположение представляет собой необоснованное распространение понятия траектории (возникшего в результате наблюдения движения макроскопич. тел) на движение фотона, для к-рого оно не имеет места. Напротив, наблюдение интерференц. явлений [для осуществления к-рых необходимо по крайней мере два возможных пути движения фотонов (или к.-л. др. частиц)] указывает на то, что в этом случае нельзя считать, что частица движется по определ. траектории. Существенно, что соотношения (1), согласно к-рым с волной может быть сопоставлена частица, определяют лишь энергию и импульс этой частицы, не требуя её движения по к.-л. определ. траектории.

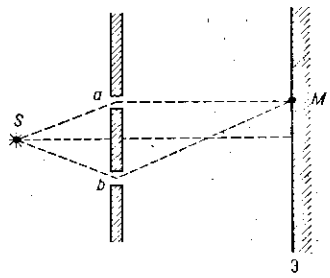


Рис. 1.

Принцип суперпозиции состояний. Для того чтобы устранить противоречие между корпускулярным и волновым описанием явлений (существующее в рамках классич. представлений о частицах как матер. точках, движущихся по определ. траекториям), оказывается необходимым спец. постулат — т. н. принцип суперпозиции состояний. Этот принцип позволяет описать волновые явления в терминах корпускулярных представлений ценой отказа от нек-рых классич. понятий, взятых из макроскопич. опытов и неприменимых к микропроцессам в квантовой области. Тем самым принцип суперпозиции состояний лежит в основе физ. содержания К. м. и определяет её матем. аппарат. К необходимости указанного принципа и его формулировке можно прийти, рассматривая конкретные примеры волновых процессов и попытку их интерпретации в терминах корпускулярных представлений. Рассмотрим 2 таких примера.

1. Отражение и преломление волн. Пусть волна $\psi_0=A_0\exp(-i\omega t+ik_0r)$ падает на границу двух сред, в результате чего возникает отражённая $[\psi_1=A_1\exp(-i\omega t+ik_1r)]$ и преломлённая $[\psi_2=A_2\times\exp(-i\omega t+ik_2r)]$ волны (рис. 2) (ω — частота волны, k — соответствующие волновые векторы, A — ам-

плитуды). Используя граничные условия, волновая теория позволяет определить отношения A_1/A_0 и A_2/A_0 и, следовательно, найти коэф. отражения $R=|A_1/A_0|^2$ и преломления D ($R+D=1$) (см., напр., *Френеля формулы*; для простоты используется лишь одна компонента волны).

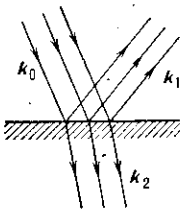


Рис. 2.

Рассмотрим это явление с корпускулярной точки зрения. Согласно корпускулярно-волновому дуализму, падающей волне отвечают частицы с импульсом $\boldsymbol{p}_0=\hbar\boldsymbol{k}_0$, а отражённой и преломлённой волнам — частицы с импульсами $\boldsymbol{p}_1=\hbar\boldsymbol{k}_1$ и $\boldsymbol{p}_2=\hbar\boldsymbol{k}_2$. Поскольку частота волн при отражении и преломлении не меняется, частицы в каждой из волн имеют одинаковую энергию: $\mathcal{E}_0=\mathcal{E}_1=\mathcal{E}_2=\hbar\omega$. В мысленном (и в принципе осуществимом) эксперименте, когда на границу двух сред падает одна частица, возникает вопрос, в какой из волн — отражённой или преломлённой — она окажется. Специфика корпускулярного описания (в отличие от волнового описания, позволяющего падающей волне разделиться на две) не допускает разделения одной падающей частицы на две, т. к. в противном случае при одинаковых энергиях частиц не выполнялся бы, напр., закон сохранения энергии. Поэтому приходится считать, что частица оказывается *случайным образом* либо в отражённой, либо в преломлённой волне. Т. о., корпускулярное описание процесса требует прежде всего отказа от полностью детерминированного описания движения отд. частицы и вследствие этого предположения о том, что законы движения могут предсказывать лишь вероятности, с к-рыми частица отразится от границы раздела двух сред или пройдёт через неё.

Обозначим символом $|X\rangle$ состояние частицы, возникающее в результате взаимодействия падающей частицы с границей двух сред, а символами $|\boldsymbol{p}_1\rangle$ и $|\boldsymbol{p}_2\rangle$ — состояния частицы, отвечающие отражённой и преломлённой волнам (с единичными амплитудами). Поскольку в состоянии $|X\rangle$ существует вероятность обнаружить частицу как в отражённой, так и в преломлённой волне, описание процесса в терминах корпускулярных представлений может быть получено, если предположить, что состояние $|X\rangle$ является суперпозицией состояний $|\boldsymbol{p}_1\rangle$ и $|\boldsymbol{p}_2\rangle$:

$$X\rangle=c_1\,|\,\boldsymbol{p}_1\rangle+c_2\,|\,\boldsymbol{p}_2\rangle, \qquad (2)$$

причём квадраты коэф. $|c_1|^2$ и $|c_2|^2$ пропорциональны вероятностям обнаружить частицу в соответствующих состояниях. Соотношение (2) по виду полностью аналогично суперпозиции отражённой и преломлённой волн на границе двух сред. Однако по своему смыслу суперпозиция состояний (2) принципиально отличается от суперпозиции к.-л. полей или волн. В то время как суперпозиция двух колебаний (напр., в упругой волне) имеет наглядный смысл и соответствует реальному сложению двух возможных колебаний, суперпозиция состояний (2) содержит *альтернативные состояния* одной и той же частицы $|\boldsymbol{p}_1\rangle$ и $|\boldsymbol{p}_2\rangle$, т. е. допускает возможность того, что частица одновременно находится в двух альтернативных (по отношению к выбранному способу регистрации) состояниях. Это является отказом от наглядных классич. представлений о частицах как матер. точках, движущихся по определ. траекториям. Необходимость такого отказа диктуется корпускулярно-волновым дуализмом, к-рый следует принять как надёжно установленное на опыте *первичное свойство материи*. При этом только вероятностная интерпретация суперпозиции двух альтернативных состояний (2) позволяет избежать логич. противоречия, т. к., согласно этой интерпретации, в каждом отд. эксперименте частица с определ. вероятностью может быть обнаружена лишь в одном из этих состояний. Возможность нахождения частицы одновременно в разных состояниях реализуется только при повторных измерениях в ансамбле тождественно «приготовленных» состояний частицы. Разумеется, если система состоит из большого числа независимых тождеств. частиц (как, напр., монохроматич. световая волна, состоящая из большого числа одинаковых фотонов), измерение сразу даёт распределение частицы по возможным состояниям в соответствии с вероятностями обнаружить её в этих состояниях.

Аналогия (2) с суперпозицией волн может быть распространена далее. Между преломлённой и отражённой волнами существует разность фаз, определяемая условиями на границе двух сред. Она является наблюдаемой величиной и может быть измерена, если посредством к.-л. устройства осуществить интерференцию этих волн (или их интерференцию с падающей волной). Для того чтобы при корпускулярном описании сохранились фазовые соотношения между соответствующими волнами, необходимо в качестве коэф. c_1, c_2 в соотношении (2) использовать комплексные числа и считать, что физ. смысл имеет разность фаз этих комплексных чисел. Т. о., для полного описания волнового явления на корпускулярном языке необходимо приписать физ. смысл не только вероятностям $|c_1|^2$, $|c_2|^2$, но и самим коэф. c_1, c_2 — т. н. *амплитудам вероятности* — с точностью до общей фазы. При этом для измерения разности фаз амплитуд необходимы интерференц. опыты.

2. *Поляризационные явления* (суперпозиция состояний, отличающихся значениями внутр. характеристики частиц). Поляризация представляет собой чисто волновое свойство, поскольку она определяется направлением колебаний в волне. Тем не менее частицам, соответствующим волне с определ. поляризацией, можно приписать дополнит. (внутр.) степень свободы, принимающую разл. значения для разных состояний поляризации. Для определённости рассмотрим фотоны, отвечающие световой волне. Опыт показывает, что угл. распределение электронов в фотоэффекте зависит от направления поляризации световой волны. А т. к. фотоэффект является чисто корпускулярным эффектом, то это означает, что фотон обладает дополнит. степенью свободы, связанной с поляризацией световой волны, к-рой он соответствует. Не рассматривая физ. смысла этой дополнит. степени свободы (связанной со спином фотона), можно убедиться, что она формально удовлетворяет всем требованиям, к-рые можно предъявить к наблюдаемой (физ.) величине (см. *Наблюдаемая*), а именно: а) у фотона существуют состояния, в к-рых указанная величина с достоверностью принимает вполне определ. (*собственные*) значения; б) результатом измерения этой величины в произвольном состоянии фотона всегда является одно из её собств. значений. Пусть устройство П (поляризатор) пропускает эл.-магн. волну с поляризацией, параллельной оси y или оси x (рис. 3,*а*; 3,*б*; двойными стрелками обозначены направления поляризации). Обозначим состояния фотона, прошедшего поляризатор в положении 3,*а* и 3,*б*, соответственно символами $|\boldsymbol{p}, \uparrow\rangle$ и $|\boldsymbol{p}, \rightarrow\rangle$,

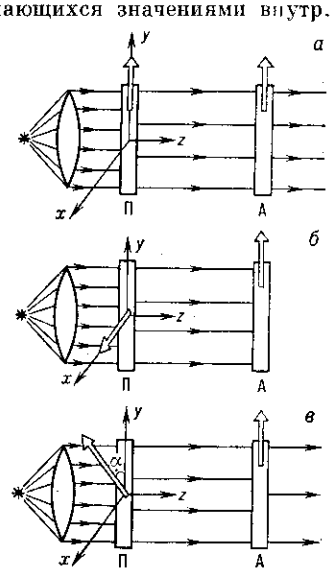


Рис. 3.

где p — импульс фотона, а направление стрелок отвечает поляризации волны вдоль осей y и x. Оба эти состояния являются собств. состояниями рассматриваемой внутр. переменной фотона, поскольку устройство А (анализатор), пропускающее (без поглощения) волну с поляризацией вдоль оси y, с достоверностью пропустит каждый одиночный фотон, «приготовленный» поляризатором в состоянии $|p, \uparrow\rangle$ (рис. 3, *а*), и поглотит каждый фотон в состоянии $|p, \rightarrow\rangle$. Рассмотрим теперь фотон, «приготовленный» поляризатором, пропускающим световую волну с поляризацией под углом α к оси y; соответствующее состояние обозначим символом $|p, \nearrow\rangle$ (рис. 3, *в*). Пройдёт ли этот фотон анализатор А или будет в нём поглощён, с достоверностью предсказать нельзя. Т. о., в этом случае (как и в предыдущем примере) необходимо отказаться от полностью детерминированного описания движения каждого отд. фотона. Вместе с тем следует считать (имея в виду прохождение световой волны, содержащей большое число фотонов), что для отд. фотона существуют вполне определ. вероятности прохождения и поглощения в анализаторе. Адекватное этому матем. описание основывается на предположении, что состояние $|p, \nearrow\rangle$ является линейной суперпозицией состояний $|p, \uparrow\rangle$ и $|p, \rightarrow\rangle$:

$$|p, \nearrow\rangle = c_1 |p, \uparrow\rangle + c_2 |p, \rightarrow\rangle, \qquad (3)$$

причём вероятности обнаружить фотон в состояниях $|p, \uparrow\rangle$ и $|p, \rightarrow\rangle$ равны $|c_1|^2$ и $|c_2|^2$. (Согласно волновому описанию, $|c_1|^2 = \cos^2\alpha$, $|c_2|^2 = \sin^2\alpha$.) Для линейно поляризованной под углом α к оси y световой волны разность фаз в волнах, поляризованных вдоль оси y и перпендикулярно к ней, равна нулю. Соответственно коэф. c_1, c_2 в (2) можно рассматривать как действит. числа [точнее, $\mathrm{Im}\,(c_1/c_2) = 0$]. В более общем случае эллиптически поляризованной световой волны состояние отвечающего ей фотона может быть описано суперпозицией (3) с комплексными коэф., разность фаз к-рых соответствует разности фаз колебаний вдоль осей x и y. Для измерения этой разности фаз необходимо, помимо анализатора, использовать спец. устройства (напр., пластинку в четверть длины волны). Т. о., как и в предыдущем примере, физ. смысл имеют амплитуды вероятности c_1, c_2 (а не только вероятности $|c_1|^2$, $|c_2|^2$), причём в общем случае они должны быть комплексными числами, разность фаз к-рых равна разности фаз соответствующих волн.

На основе рассмотренных (и мн. др.) примеров можно прийти к заключению, что для описания волновых явлений в терминах корпускулярных представлений необходимо принять в качестве постулата след. принцип: если система может находиться в состояниях $|f_1\rangle$, $|f_2\rangle$, . . ., $|f_n\rangle$, в к-рых физ. величина f принимает с достоверностью соответственно значения f_1, f_2, . . ., f_n, то система может находиться и в состоянии $|X\rangle$, являющемся линейной суперпозицией состояний $|f_i\rangle$:

$$|X\rangle = \sum_{i=1}^{n} c_i |f_i\rangle, \qquad (4)$$

при этом вероятность обнаружить систему в состоянии $|f_i\rangle$ (т. е. получить в результате измерения физ. величины её значение f_i) равна $|c_i|^2$.

Принцип суперпозиции состояний тривиально обобщается на бесконечное (счётное или континуальное) множество состояний.

Вероятностное описание в К. м. Отказ от полностью детерминированного описания движения отд. частицы и переход к вероятностному описанию, адекватному принципу суперпозиции состояний, позволяет совместить волновые и корпускулярные свойства материи. Вероятностное описание, т. о., отвечает фундам. свойствам движения микрообъектов и не связано с к.-л. неполнотой сведений о них. Подчеркнём, однако, что в его основе лежит чуждое классич. теории вероятностей понятие амплитуды вероятности, т. е. комплексного числа, у к-рого физ. смысл имеет не только квадрат модуля (равный вероятности), но и фаза (точнее, разность фаз двух амплитуд, соответствующая разности фаз волн). Именно использование амплитуд вероятности позволяет отразить волновые свойства объектов при их корпускулярном описании.

Математический аппарат К. м.

Векторы состояния и линейные эрмитовы операторы. Принцип суперпозиции состояний диктует выбор матем. аппарата К. м. Первым осн. понятием К. м. является квантовое состояние. Согласно принципу суперпозиции состояний, суперпозиция любых возможных состояний системы, взятых с произвольными (комплексными) коэф., является также возможным состоянием системы. Т. о., состояния системы образуют линейное векторное пространство. Тем самым принцип суперпозиции состояний вскрывает матем. природу квантового состояния. Он указывает на то, что состояние системы должно описываться нек-рым вектором — *вектором состояния*, являющимся элементом линейного пространства состояний. Это позволяет использовать матем. аппарат, развитый для линейных (векторных) пространств. Вектор состояния обозначается, по Дираку, символом $|\psi\rangle$. Если система находится в состоянии, в к-ром физ. величина f имеет определ. (собств.) значение f_i, вектор состояния системы удобно обозначать символом $|f_i\rangle$. Кроме сложения и умножения на комплексное число, вектор $|\psi\rangle$ может подвергаться ещё двум операциям. Во-первых, его можно проектировать на др. вектор, т. е. составить скалярное произведение $|\psi\rangle$ с любым др. вектором состояния $|\psi'\rangle$; оно обозначается как $\langle\psi'|\psi\rangle$ и является комплексным числом, причём

$$\langle\psi'|\psi\rangle = \langle\psi|\psi'\rangle^*. \qquad (5)$$

Скалярное произведение вектора $|\psi\rangle$ с самим собой, $\langle\psi|\psi\rangle$,— положит. число; оно определяет длину, или норму, вектора. Норму вектора состояния удобно выбрать равной единице; его фазовый множитель произволен. Разл. состояния отличаются друг от друга направлением вектора состояния в пространстве состояний.

Во-вторых, можно рассмотреть операцию перехода от вектора $|\psi\rangle$ к др. вектору $|\psi'\rangle$. Символически эту операцию можно записать как результат действия на $|\psi\rangle$ нек-рого оператора $\hat{L}$:

$$\hat{L}|\psi\rangle = |\psi'\rangle. \qquad (6)$$

При этом $|\psi'\rangle$ может отличаться от $|\psi\rangle$ длиной и направлением. В силу принципа суперпозиции состояний в К. м. особое значение имеют линейные операторы, в результате воздействия к-рых на суперпозицию произвольных векторов $|\psi_1\rangle$ и $|\psi_2\rangle$ получается, по определению, суперпозиция преобразованных векторов:

$$\hat{L}(c_1|\psi_1\rangle + c_2|\psi_2\rangle) = c_1\hat{L}|\psi_1\rangle + c_2\hat{L}|\psi_2\rangle = c_1|\psi_1'\rangle + c_2|\psi_2'\rangle. \qquad (7)$$

Важную роль для оператора $\hat{L}$ играют такие векторы $|\psi\rangle = |\psi_\lambda\rangle$, для к-рых $|\psi'\rangle$ совпадает по направлению с $|\psi\rangle$, т. е.

$$\hat{L}|\psi_\lambda\rangle = \lambda|\psi_\lambda\rangle, \qquad (8)$$

где λ — число. Векторы $|\psi_\lambda\rangle$ наз. собственными векторами оператора $\hat{L}$, а числа λ — его собственными значениями. Собств. векторы $|\psi_\lambda\rangle$ принято обозначать просто $|\lambda\rangle$, т. е. $|\psi_\lambda\rangle \equiv |\lambda\rangle$. Собств. значения λ образуют либо дискретный ряд чисел (тогда говорят, что оператор $\hat{L}$ имеет дискретный спектр), либо непрерывный набор (непрерывный, или сплошной, спектр), либо частично дискретный, частично непрерывный (смешанный спектр).

Очень важный для К. м. класс операторов составляют линейные *эрмитовы операторы*, собств. значения

к-рых вещественны. Собств. векторы эрмитового оператора, принадлежащие разл. собств. значениям, ортогональны друг к другу, т. е. $\langle\lambda\,|\,\lambda'\rangle=0$. Из них можно построить ортогональный базис в пространстве состояний. Удобно нормировать эти базисные векторы на единицу: $\langle\lambda\,|\,\lambda\rangle=1$. Произвольный вектор $|\psi\rangle$ можно разложить по этому базису:

$$|\psi\rangle=\sum_{\lambda}c_\lambda\,|\,\lambda\rangle;\quad c_\lambda=\langle\lambda\,|\,\psi\rangle. \tag{9}$$

При этом

$$\sum_{\lambda}|\,c_\lambda|^2=\langle\psi\,|\,\psi\rangle, \tag{10}$$

и если вектор $|\psi\rangle$ нормирован на единицу, то $\sum_{\lambda}|c_\lambda|^2=1$.

Знак суммы в этих ф-лах означает суммирование по дискретному и интегрирование по непрерывному спектру значений λ. В последнем случае собств. векторы предполагаются нормированными на δ-функцию:

$$\langle\lambda\,|\,\lambda'\rangle=\delta(\lambda-\lambda'). \tag{11}$$

Любой линейный оператор $\hat{M}$ в выбранном базисе $|\lambda\rangle$ может быть представлен матрицей:

$$M_{\lambda_i,\,\lambda_k}=\langle\lambda_i\,|\,\hat{M}\,|\,\lambda_k\rangle. \tag{12}$$

Если $\hat{M}$ — эрмитов оператор, то $M_{\lambda_i,\,\lambda_k}=M^*_{\lambda_k,\,\lambda_i}$. (Для $|\lambda_i\rangle$, являющихся собств. векторами оператора $\hat{M}$, матрица $M_{\lambda_i,\,\lambda_k}$ диагональна.) Если сопоставлять с произвольным вектором $|\psi\rangle$ столбец из его коэффициентов $\begin{pmatrix}c_1\\c_2\\.\\.\\.\end{pmatrix}$ в выбранном базисе (9), то действие оператора $\hat{M}$ на $|\psi\rangle$, $\hat{M}|\psi\rangle=|\psi'\rangle$, сводится к матричному умножению:

$$\begin{pmatrix}M_{11}&M_{12}&\dots\\M_{21}&M_{22}&\dots\\\dots&\dots&\dots\end{pmatrix}\begin{pmatrix}c_1\\c_2\\.\\.\\.\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}c'_1\\c'_2\\.\\.\\.\end{pmatrix}, \tag{13}$$

где столбец $\begin{pmatrix}c'_1\\c'_2\\.\\.\\.\end{pmatrix}$ отвечает координатам вектора $|\psi'\rangle$ в том же базисе: $c'_i=\sum_k M_{ik}c_k$.

Принципиальное значение для построения матем. аппарата К. м. имеет тот факт, что для каждой физ. величины существуют нек-рые выделенные состояния системы, в к-рых эта величина принимает вполне определ. (единств.) значение. По существу это свойство является определением измеримой (физ.) величины, а состояния, в к-рых физ. величина имеет определ. значение, наз. собственными состояниями этой величины.

Т. к. в результате измерений физ. величины f в любом произвольном состоянии системы $|\psi\rangle$ должно получаться одно из собств. значений измеряемой величины f, то $|\psi\rangle$ должно быть представимо в виде линейной комбинации собств. состояний этой физ. величины:

$$|\psi\rangle=\sum_i c_i\,|\,f_i\rangle. \tag{14}$$

Т. о., совокупность собств. состояний физ. величины должна составлять (аналогично совокупности собств. векторов линейного эрмитова оператора) полный базис. Амплитуды вероятности c_i представляют собой координаты вектора состояния $|\psi\rangle$ в выбранном базисе (для простоты ограничимся системой с одной степенью свободы). Задание c_i полностью определяет вектор состояния системы. Совокупность коэф. c_i наз. волновой функцией состояния в представлении величины f. Согласно вероятностной трактовке принципа суперпозиции состояний, сумма $\sum_i|\,c_i\,|^2=\langle\psi\,|\,\psi\rangle$ должна быть равна единице, т. е. вектор состояния должен иметь конечную (приводимую к единице) норму. Между собств. состояниями физ. величины и собств. векторами линейного эрмитова оператора можно заметить аналогию: во-первых, каждое из них отвечает определ. числу (собств. значению физ. величины или собств. значению оператора), и, во-вторых, произвольный вектор линейного пространства должен быть представим в виде линейных комбинаций собств. векторов [ср. (14) и (9)]. Эта аналогия указывает на то, что физ. величине следует поставить в соответствие линейный эрмитов оператор, действующий в пространстве векторов состояния. На основании приведённых физ. соображений формулируются след. постулаты К. м.

Основные постулаты К. м. I. Состояние системы полностью описывается вектором состояния, к-рый должен быть однозначным (с точностью до произвольной фазы) и иметь конечную норму.

Полнота описания подразумевает, что задание вектора состояния в к.-л. определ. момент времени позволяет найти вектор состояния в любой др. момент времени и указать вероятности результатов измерения всех физ. величин в заданном состоянии системы.

Полное в указанном смысле описание квантовомеханич. системы (с помощью вектора состояния) оказывается невозможным в случае, когда рассматриваемая система является подсистемой нек-рой большей системы и существенно взаимодействует с её остальными частями. В этом случае система не обладает определ. вектором состояния, и её описание производится с помощью *матрицы плотности*. Состояния, описываемые вектором состояния, наз. чистыми состояниями, в отличие от смешанных состояний, описываемых матрицей плотности. Описание с помощью матрицы плотности является наиб. общей формой квантовомеханич. описания. Оно лежит в основе квантовой статистики.

II. Каждой физ. величине соответствует линейный эрмитов оператор, собств. значения к-рого являются возможными значениями физ. величины, а собств. векторы — её собств. состояниями, отвечающими выбранному собств. значению.

Конкретный вид линейных эрмитовых операторов, соответствующих таким физ. величинам, как импульс, угловой (орбитальный) момент, энергия, постулируется исходя из *соответствия принципа*, требующего, чтобы в пределе $\hbar\to 0$ рассматриваемые физ. величины принимали «классич.» значения, и согласуется с общими принципами определения этих величин на основе законов сохранения (см. ниже). Вместе с тем в К. м. существуют такие линейные эрмитовы операторы [напр., отвечающие преобразованию векторов состояния при отражении осей координат (*пространственной инверсии*), перестановке одинаковых частиц и др.], к-рым соответствуют измеримые физ. величины, не имеющие классич. аналогов, напр. *чётность* (см. *Операторы*).

III. В разложении (14) произвольного вектора состояния системы по ортонормированной системе собств. векторов $|\,f_i\rangle$ физ. величины f значения $|\,c_i|^2=|\langle f_i\,|\,\psi\rangle|^2$ равны вероятностям обнаружить систему в состояниях $|\,f_i\rangle$, т. е. вероятностям того, что при измерении f её значение окажется равным f_i.

В случае, когда величина f имеет непрерывный спектр, а собств. состояния нормированы условием:

$$\langle f\,|\,f'\rangle=\delta(f-f'), \tag{15}$$

выражение $|c_f|^2=|\langle f|\psi\rangle|^2$ представляет собой плотность вероятности, т. е. вероятность $dw_{f,\,f+df}$ обнаружить величину f в интервале $(f,\ f+df)$ равна:

$$dw_{f,\,f+df}=|c_f|^2\,df. \qquad (16)$$

Условие (15) формально противоречит постулату I, т. к. вектор состояния $|f\rangle$, принадлежащий непрерывному спектру, имеет бесконечную норму. Это связано с тем, что «монохроматич.» состояние $|f\rangle$, выделенное из непрерывного спектра, является матем. идеализацией. Подобной идеализацией является, напр., монохроматич. плоская эл.-магн. волна, к-рая должна была бы заполнять всё пространство и иметь поэтому бесконечную энергию. В действительности, любая физ. величина, принимающая непрерывные значения, может быть определена лишь с нек-рой точностью — в нек-ром интервале Δf, зависящем от точности прибора. Вектор состояния, отвечающий такому определению, представляет собой *волновой пакет*, составленный из монохроматич. состояний f в интервале Δf и имеющий конечную норму. Т. о., для физ. векторов состояния противоречия с постулатом I нет. Учитывая, однако, матем. преимущества использования монохроматич. состояний для описания непрерывного спектра, производится форм. расширение допустимого постулатом I класса векторов состояний путём включения в него нек-рых собств. векторов с бесконечной нормой (при условии, что из них может быть составлен волновой пакет с конечной нормой).

Постулат, определяющий зависимость вектора состояния от времени, будет сформулирован ниже [см. (29)].

Представления вектора состояния. Состояние системы определяется заданием нек-рой совокупности физ. величин, характеризующих систему,— т. н. п о л н о г о н а б о р а. Число физ. величин, составляющих полный набор, равно числу степеней свободы системы (включая возможные внутр. степени свободы). Естественно, что физ. величины, входящие в полный набор, должны быть одновременно измеримыми, способными принимать одновременно определ. значения. Это свидетельствует о том, что соответствующие данным величинам операторы должны иметь общие собств. векторы. Необходимым и достаточным условием этого является коммутативность (переставимость) соответствующих операторов. Т. о., для физ. величин F, G, . . ., H, составляющих полный набор, должны выполняться условия коммутации:

$$\hat F\hat G=\hat G\hat F,\ \ldots,\ \hat F\hat H=\hat H\hat F,\ \ldots,\ \hat G\hat H=\hat H\hat G,\ \ldots \qquad (17)$$

Общий собств. вектор этих величин удобно обозначать индексами их собств. значений: $|F_i,\ G_k,\ \ldots,\ H_l\rangle$. Любой вектор состояния системы $|\psi\rangle$ может быть представлен в виде:

$$|\psi\rangle=\sum_{\xi} a(\xi)\,|\xi\rangle;\quad a(\xi)=\langle\xi|\psi\rangle, \qquad (18)$$

где ξ — совокупность собств. значений величин, входящих в выбранный полный набор, а совокупность координат $a(\xi)$ вектора состояний — волновая ф-ция системы в представлении, использующем в качестве базиса собств. векторы этого полного набора. Задание волновой ф-ции в к.-л. представлении полностью определяет вектор состояния системы и, в частности, её волновую ф-цию в любом др. представлении. Если η — совокупность собств. значений величин, составляющих др. полный набор (отличный от ξ), то волновая ф-ция $b(\eta)$ в этом представлении

$$|\psi\rangle=\sum_{\eta} b(\eta)\,|\eta\rangle,\quad b(\eta)=\langle\eta|\psi\rangle, \qquad (19)$$

выражается через волновую ф-цию $a(\xi)$, и, наоборот, $a(\xi)$ может быть выражена через $b(\eta)$:

$$b(\eta)=\sum_{\xi}\langle\eta|\xi\rangle\,a(\xi),\quad a(\xi)=\sum_{\eta}\langle\xi|\eta\rangle\,b(\eta). \qquad (20)$$

Как отмечалось, для непрерывного спектра собств. значений символы суммы в этих ф-лах означают интегрирование.) Если в качестве измеряемых величин взять координаты частиц, то волновая ф-ция системы будет задана в т. н. *конфигурационном представлении*. В частности, для одной частицы волновая ф-ция $\psi(\boldsymbol r)$ представляет собой коэф. разложения вектора состояния $|\psi\rangle$ по собств. векторам $|\boldsymbol r\rangle$ операторов координаты $\hat{\boldsymbol r}=(\hat x,\hat y,\hat z)$, $\psi(\boldsymbol r)=\langle\boldsymbol r|\psi\rangle$. В этом случае $|\psi(\boldsymbol r)|^2$ определяет вероятность dw обнаружить частицу в бесконечно малом объёме dV вокруг точки $\boldsymbol r$: $dw=|\psi(\boldsymbol r)|^2\,dV$.

В ряде задач оказывается полезным *импульсное представление*, в к-ром в качестве полного набора используются операторы проекций импульса частицы $\hat p_x$, $\hat p_y$, $\hat p_z$.

Эволюция системы во времени

Полнота описания системы, согласно постулату I, подразумевает, что задание вектора состояния в к.-л. момент времени t_0, $|\psi(t_0)\rangle$, позволяет найти вектор состояния $|\psi(t)\rangle$ в любой последующий момент времени t. Т. о., имеется соответствие $|\psi(t_0)\rangle\to|\psi(t)\rangle$, т. е. должен существовать оператор $\hat U(t,\ t_0)$ (о п е р а т о р э в о л ю ц и и) такой, что

$$|\psi(t)\rangle=\hat U(t,\ t_0)\,|\psi(t_0)\rangle. \qquad (21)$$

Сохранение нормы вектора состояния (сохранение полной вероятности) требует, чтобы $\hat U$ был унитарным оператором: $\hat U^+\hat U=1$ (где $\hat U^+$ эрмитово сопряжён $\hat U$). Рассматривая эволюцию за бесконечно малое время dt, можно представить оператор $\hat U(t+dt,\ t)$ [с точностью до dt^2] в виде

$$\hat U(t+dt,\ t)=1+\hat A\,dt+0\,(dt^2) \qquad (22)$$

(использовано, что $\hat U(t,\ t)=1$). Условие унитарности приводит в этом случае к условию $\hat A^+=-\hat A$, к-рое будет выполняться, если $\hat A=\pm i\hat K$, где $\hat K$ — нек-рый эрмитов оператор. Полагая $\hat A=-i\hat K$ и используя разложение $|\psi(t+dt)\rangle\approx|\psi(t)\rangle+dt\,\frac{\partial}{\partial t}\,|\psi(t)\rangle$, можно получить ур-ние:

$$i\,\frac{\partial}{\partial t}\,|\psi\rangle=\hat K\,|\psi\rangle, \qquad (23)$$

к-рому в соответствии с постулатом I должен подчиняться вектор состояния системы. Для того чтобы установить, какой физ. величине соответствует $\hat K$, необходим дополнительный физический принцип — принцип соответствия.

Принцип соответствия и временно́е уравнение Шрёдингера

Естественно потребовать, чтобы в пределе, когда дебройлевская длина волны частицы значительно меньше размеров, характерных для данной задачи (в частности, для макроскопических тел), законы К. м. переходили бы в законы движения классической механики, отвечающие движению частиц (тел) по классическим траекториям, а действия квантовомеханических операторов на векторы состояния сводились бы к умножению их на соответствующие классические величины. Эти требования составляют содержание принципа соответствия в К. м. Аналогичный предельный переход при дл. волны $\lambda\to 0$ от законов волновой оптики к законам геом. оптики хорошо известен. С др. стороны, существует тесная аналогия между классич. механикой и геом. оптикой. Лучи света в геом. оптике можно сопоставить с траекториями частиц; при этом закон распространения лучей между двумя точками определяется *Ферма принципом*, аналогичным *наименьшего действия принципу* для движения частиц. Предельному переходу от волновой оптики к геометриче-

ской отвечает определённое поведение волновых полей, к-рые могут быть представлены в виде

$$u = a \exp(i\varphi). \qquad (24)$$

При длине волны $\lambda \to 0$ фаза $\varphi(r, t)$ (наз. *эйконалом*) очень быстро меняется с расстоянием, и её изменение на характерных размерах $L \gg \lambda$ велико. Волновой вектор и частота волны определяются производными эйконала:

$$k = \nabla\varphi, \quad \omega = -\frac{\partial\varphi}{\partial t}. \qquad (25)$$

Согласно принципу Ферма, лучи света между двумя точками распространяются по траекториям, соответствующим миним. изменению эйконала. Исходя из отмеченных аналогий (рис. 4), можно ожидать, что волновая ф-ция частицы в конфигурац. представлении в предельном случае $\lambda \to 0$ должна иметь вид

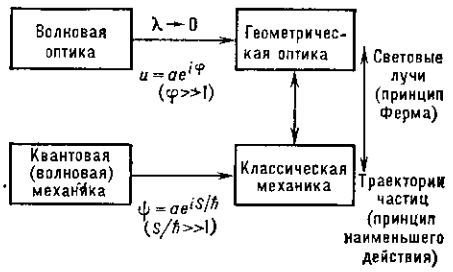


Рис. 4.

$$\psi(r, t) = a \exp\left(\frac{i}{\hbar} S\right), \qquad (26)$$

где S — действие, а $\hbar$ выступает как обезразмеривающий множитель в экспоненте. В классич. пределе $S/\hbar \gg 1$, и траектория частицы между двумя точками определяется минимумом S. Обобщённый импульс $\mathcal{P}$ и ф-ция Гамильтона H частицы при этом равны:

$$\mathcal{P} = \nabla S, \quad H = -\frac{\partial S}{\partial t}. \qquad (27)$$

Ф-лы (25)—(27) при $\varphi = S/\hbar$ соответствуют гипотезе де Бройля. Используя (27) и дифференцируя ф-цию (26) по времени, получаем выражение:

$$i\hbar \frac{\partial\psi}{\partial t} = H\psi. \qquad (28)$$

Сравнивая (28) с общей зависимостью вектора состояния от времени (23), можно на основании принципа соответствия заключить, что оператор $\hat{K}$ отвечает ф-ции Гамильтона, делённой на $\hbar$. Обобщая полученный результат на произвольные системы, принимают в виде специального постулата:

IV—эволюция вектора состояния описывается временны́м уравнением Шрёдингера,

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\psi\rangle = \hat{H} |\psi\rangle, \qquad (29)$$

где $\hat{H}$ — *гамильтониан* системы.

Аналогично, дифференцируя (26) по координатам, имеем:

$$-i\hbar \nabla\psi = \mathcal{P}\psi. \qquad (30)$$

Обобщая этот результат (с учётом принципа соответствия), принимают в качестве постулата выражение для оператора обобщённого импульса в конфигурац. пространстве:

$$\hat{\mathcal{P}} = -i\hbar\nabla. \qquad (31)$$

Ввиду непрерывного (континуального) характера конфигурац. пространства матрица оператора импульса представляет собой *обобщённую функцию*. Для одномерного случая, напр., она выражается через производную δ-функции:

$$\mathcal{P}_{x, x'} = -i\hbar \frac{d}{dx} \delta(x - x'). \qquad (32)$$

Действие оператора координаты частицы в конфигурац. пространстве сводится к умножению волновой ф-ции на координату.

В конфигурац. представлении гамильтониан получается заменой обобщённых импульсов в ф-ции Гамильтона соответствующими операторами. Так, для частицы с массой m в потенц. поле гамильтониан имеет вид:

$$\hat{H} = \frac{(-i\hbar\nabla)^2}{2m} + V(x, y, z) = \frac{-\hbar^2}{2m}\nabla^2 + V(x, y, z), \qquad (33)$$

где $V(x, y, z)$ — потенц. энергия частицы в этом поле, а для частицы с зарядом e в эл.-магн. поле, описываемом скалярным φ и векторным A потенциалами:

$$\hat{H} = \frac{(-i\hbar\nabla - (e/c)A)^2}{2m} + e\varphi. \qquad (34)$$

(Существенно, что оператор $-i\hbar\nabla$ отвечает именно обобщённому импульсу $\mathcal{P}$ частицы в эл.-магн. поле, к-рый в классич. механике имеет вид: $\mathcal{P} = mv + (e/c)A$.)

С помощью постулатов I—IV может быть полностью построена матем. схема К. м. [Для описания систем из одинаковых частиц необходим дополнит. постулат (см. ниже)]. Спец. исследования показали, что система постулатов К. м. полна и непротиворечива. Чёткие правила устанавливают соотношение между элементами матем. схемы и физ. величинами.

Среднее значение физической величины. Дисперсия

Согласно постулату III, вероятность получить в результате измерения физ. величины f её собств. значение f_i равна $|c_i|^2$, где c_i являются коэф. разложения вектора состояния системы $|\psi\rangle$ по собств. состояниям измеряемой величины. Поэтому ср. значение $\overline{f}$ физ. величины f в данном состоянии системы равно:

$$\overline{f} = \sum_i |c_i|^2 f_i. \qquad (35)$$

Используя условие $\hat{f}|f_i\rangle = f_i|f_i\rangle$ и разложение (14), имеем:

$$\overline{f} = \langle\psi|\hat{f}|\psi\rangle. \qquad (36)$$

Если вектор состояния задан в базисе $|g_i\rangle$, отличном от собств. векторов измеряемой величины, т. е. $|\psi\rangle = \sum_i a_i|g_i\rangle$, то матрица оператора $\hat{f}$ недиагональна и (36) принимает вид

$$\overline{f} = \sum_{i,k} a_i^* f_{ik} a_k, \qquad (37)$$

соответствующий матричному произведению в (36):

$$\overline{f} = (a_1^* a_2^* \ldots) \begin{pmatrix} f_{11} & f_{12} & \ldots \\ f_{21} & f_{22} & \ldots \\ \ldots & \ldots & \ldots \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \\ \ldots \end{pmatrix}.$$

В случае, когда система находится в собств. состоянии измеряемой величины, ср. значение совпадает с её собств. значением в этом состоянии. В общем случае существует разброс возможных значений измеряемой величины от ср. значения, характеризуемый дисперсией (ср. квадратичным отклонением):

$$\overline{\Delta f^2} = \overline{(\hat{f} - \overline{f})^2} = \langle\psi|(\hat{f} - \overline{f})^2|\psi\rangle = \overline{f^2} - (\overline{f})^2. \qquad (38)$$

Соотношение неопределённостей

Если операторы $\hat{f}$, $\hat{g}$ двух физ. величин f, g не коммутируют, эти величины не могут быть точно измерены

одновременно. В любом состоянии системы между дисперсиями этих величин существует соотношение неопределённостей (СН):

$$\overline{\Delta f^2}\cdot\overline{\Delta g^2}\geqslant\frac{1}{4}\,|\,\overline{[\hat f,\,\hat g]}\,|^2, \qquad (39)$$

где $[f,\,g]=\hat f\hat g-\hat g\hat f$ — коммутатор операторов $\hat f$ и $\hat g$. Поскольку коммутатор физ. величин в классич. пределе должен обращаться в нуль, величина его пропорциональна $\hbar$. Поэтому правая часть соотношения (39) пропорциональна $\hbar^2$. В частности, для оператора компоненты импульса и соответствующей координаты

$$[\hat p_x,\,\hat x]=-i\hbar, \qquad (40)$$

и СН для этих величин имеет вид:

$$\overline{\Delta p_x^2}\cdot\overline{\Delta x^2}\geqslant\frac{\hbar^2}{4}. \qquad (41)$$

Оно означает, что для состояния, в к-ром частица локализована в области пространства Δx (рис. 5, *а*),

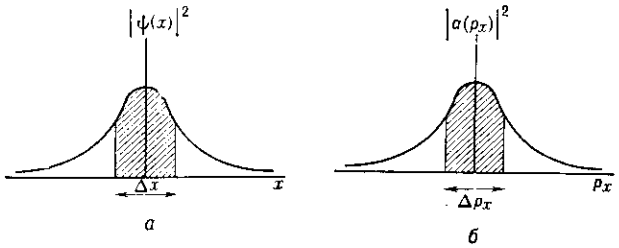


Рис. 5.

возможный разброс значений её импульса (около его ср. значения) заключён в области Δp_x (рис. 5, *б*), определяемой соотношением

$$\Delta p_x\cdot\Delta x\sim\hbar. \qquad (42)$$

Т. о., монохроматич. волна с определ. импульсом ($\Delta p_x\to 0$) должна заполнять всё пространство ($\Delta x\to\infty$). Соотношение (39) может быть уточнено путём использования новой характеристики — корреляции величин f, g. Если определить коэф. корреляции r:

$$r=\frac{1}{2}\cdot\frac{\overline{(\hat f-\bar f)(\hat g-\bar g)+(\hat g-\bar g)(\hat f-\bar f)}}{\sqrt{\overline{\Delta f^2}\cdot\overline{\Delta g^2}}},$$

то для состояний, в к-рых $r\neq 0$ (39), принимает вид:

$$\overline{\Delta f^2}\cdot\overline{\Delta g^2}\geqslant\frac{1}{4}\,\frac{|\,\overline{[\hat f,\,\hat g]}\,|^2}{1-r^2}.$$

Состояния системы, минимизирующие СН (т. е. отвечающие знаку равенства), наз. *когерентными состояниями*.

СН играет большую эвристич. роль, т. к. мн. результаты задач, рассматриваемых в К. м., могут быть получены и поняты на основе комбинации законов классич. механики с СН. Важный пример — проблема устойчивости атома. Рассмотрим эту задачу для атома водорода. Пусть электрон движется вокруг ядра (протона) по круговой орбите радиуса r со скоростью v. По закону Кулона сила притяжения электрона к ядру равна e^2/r^2, где e — заряд электрона, а центростремит. ускорение равно v^2/r. По второму закону Ньютона, $mv^2/r=e^2/r^2$ (m — масса электрона), т. е. радиус орбиты $r=e^2/mv^2$ может быть сколь угодно малым, если v достаточно велика. Но в К. м. должно выполняться СН. Если допустить неопределённость положения электрона в пределах радиуса его орбиты r, а неопределённость скорости — в пределах v, т. е. неопределённость импульса в пределах $\Delta p=mv$, то (41) можно представить в виде: $mvr\geqslant\hbar$. Отсюда можно получить $v\leqslant e^2/\hbar$ и $r\geqslant\hbar^2/me^2$. Следовательно, движение электрона по орбите с $r\leqslant a_Б=\hbar^2/me^2\approx 0{,}5\cdot 10^{-8}$ см невозможно, т. е. электрон не может упасть на ядро — атом устойчив. Величина $a_Б$ и является радиусом атома водорода (боровским радиусом). Ему соответствует максимально возможная энергия связи атома $\mathcal{E}_0=-e^2/2a_Б\approx-13{,}6$эВ, определяющая его минимальную энергию — энергию основного состояния.

Т. о., квантовомеханические представления впервые дали возможность теоретически оценить размеры атома, выразив его радиус через мировые постоянные $\hbar$, m, e.

Указанные соображения позволяют понять устойчивость др. систем и оценить их характерные энергии. Действительно, из СН следует, что для частицы с массой m, совершающей движение в области с линейными размерами $\sim r_0$, ср. кинетич. энергия будет $\bar T\geqslant\hbar^2/mr_0^2$. Применяя эту оценку к нуклонам в ядре [$m\approx 1{,}6\times 10^{-24}$ г, $r_0\approx(10^{-13}$—$10^{-12})$см], получаем характерные энергии порядка (1—10) МэВ. В то же время для вращат. уровней молекулы водорода ($r_0\sim 10^{-8}$ см) она даёт оценку 10^{-2} эВ.

Для некоммутирующих величин СН являются частным случаем общего *дополнительности принципа* Бора.

СН для энергии и времени требует особого рассмотрения (см. ниже).

Производная физической величины по времени

Ср. значение физ. величины является, вообще говоря, ф-цией времени. Это определяется зависимостью от времени вектора состояния $|\psi\rangle$, рассматриваемого в (36) в *Шрёдингера представлении*. (Помимо этого возможна явная зависимость оператора $\hat f$ от времени.) Производная ср. значения $\bar f$ по времени является ср. значением нек-рого оператора, к-рый, по определению, наз. производной физ. величины по времени:

$$\frac{d\bar f}{dt}=\overline{\left(\frac{d\hat f}{dt}\right)}, \qquad (43)$$

где

$$\frac{d\hat f}{dt}=\frac{\partial\hat f}{\partial t}+\frac{i}{\hbar}[\hat H,\,\hat f]. \qquad (44)$$

С др. стороны, если использовать ф-лу (21), то зависимость в (36) от времени может быть перенесена с векторов состояния на операторы $\hat f_H$:

$$\bar f=\langle\psi_0\,|\,\hat f_H\,|\,\psi_0\rangle,$$
$$\hat f_H(t)=\hat U^+(t,\;t_0)\,\hat f\hat U(t,\;t_0). \qquad (45)$$

Это соответствует *Гейзенберга представлению*. Используя ур-ние $i\hbar\partial\hat U/\partial t=\hat H\hat U$, к-рому подчиняется оператор эволюции, можно получить для производной $d\hat f_H/dt$ выражение, по форме аналогичное (44), но имеющее др. смысл, т. к. оно относится непосредственно к производной физ. величины, представленной её гейзенберговым оператором:

$$\frac{d\hat f_H}{dt}=\left(\frac{\partial\hat f}{\partial t}\right)_H+\frac{i}{\hbar}[\hat H_H,\,\hat f_H]. \qquad (46)$$

Можно использовать также *взаимодействия представление*, являющееся в нек-ром смысле промежуточным между представлениями Шрёдингера и Гейзенберга.

Из (44) и (46) следует, в частности, что ср. значения физ. величин изменяются по законам классич. механики; это положение наз. *Эренфеста теоремой*. В соответствии с ним центр волнового пакета в предельном случае малых длин волн будет двигаться по классич. траектории.

Перестановочные соотношения и классические скобки Пуассона

Выражения (44) и (46) можно сопоставить с полной производной по времени ф-ции $f(t, \ldots, q_i, \ldots, p_i)$, зависящей явно от времени и от обобщённых классич. координат и импульсов системы, подчиняющихся *Гамильтона уравнениям*:

$$\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \{H, f\}_{\text{кл}}, \qquad (47)$$

где $\{H, f\}_{\text{кл}}$ — классич. скобка Пуассона:

$$\{H, f\}_{\text{кл}} = \sum_i \left(\frac{\partial H}{\partial p_i} \cdot \frac{\partial f}{\partial q_i} - \frac{\partial H}{\partial q_i} \cdot \frac{\partial f}{\partial p_i} \right). \qquad (48)$$

Сравнение (44) с (47) указывает на то, что коммутатору $[\hat{H}, \hat{f}]$ можно сопоставить классич. скобку Пуассона, умноженную на $-i\hbar$:

$$[\hat{H}, \hat{f}] \longrightarrow -i\hbar \{H, f\}_{\text{кл}}. \qquad (49)$$

Обобщая (49) на произвольные величины f, g, можно рассматривать это соотношение как особую формулировку принципа соответствия: коммутатор операторов двух физ. величин в предельном случае, когда действие для системы $S \gg \hbar$, переходит с коэф. $-i\hbar$ в величину, равную классич. скобке Пуассона для этих величин,

$$[\hat{f}, \hat{g}] \longrightarrow -i\hbar \{f, g\}_{\text{кл}}. \qquad (50)$$

Если физ. величине C, определяемой равенством $C = \{f, g\}_{\text{кл}}$, отвечает оператор $\hat{C}$, то обобщением (50) является соотношение

$$[\hat{f}, \hat{g}] = -i\hbar\hat{C}. \qquad (51)$$

Соотношения коммутации (51) дают все известные перестановочные соотношения для механич. величин (координат, компонент импульса и момента). В представлении Гейзенберга они вместе с ур-нием (46) полностью описывают поведение физ. системы.

Симметрия гамильтониана и сохраняющиеся величины

Если оператор физ. величины не зависит явно от времени и коммутирует с гамильтонианом, то, согласно (44), её ср. значение не меняется со временем, а отвечающий ей гейзенбергов оператор не зависит от времени. В частности, если в нач. момент времени такая физ. величина принимала к.-л. своё собств. значение, то с течением времени система не выйдет из соответствующего собств. состояния. Существование таких сохраняющихся величин тесно связано с симметрией гамильтониана. Пусть гамильтониан системы $\hat{H}$ не меняется при нек-ром преобразовании системы, к-рое осуществляется с помощью оператора $\hat{O}$, действующего на векторы состояния. Тогда из равенства $\hat{H}' = \hat{H}$, где $\hat{H}' = \hat{O}\hat{H}\hat{O}^{-1}$ — гамильтониан, действующий на преобразованные векторы состояния системы, следует: $\hat{O}\hat{H} = \hat{H}\hat{O}$. Вследствие сохранения нормы вектора состояния при преобразованиях симметрии оператор $\hat{O}$ должен быть унитарен. Для преобразований симметрии, характеризуемых непрерывным изменением к.-л. параметра λ (такими являются, напр., сдвиги или повороты системы), унитарный оператор при бесконечно малом изменении параметра $\delta\lambda$ имеет вид:

$$\hat{O} = 1 + i\hat{K}\,\delta\lambda + 0(\delta\lambda^2), \qquad (52)$$

где $\hat{K}$ — эрмитов оператор, и предполагается, что $\lambda = 0$ отвечает тождеств. преобразованию. Условие $\hat{H}\hat{O} = \hat{O}\hat{H}$ сводится к коммутации с гамильтонианом оператора $\hat{K}$, $[\hat{H}, \hat{K}] = 0$, и, следовательно, к сохранению физ. величины, к-рой он может соответствовать. Для операции сдвига системы на бесконечно малый вектор $\delta\boldsymbol{a}$ волновая ф-ция системы частиц в конфигурац. пространстве преобразуется по закону

$$\psi(\ldots, \boldsymbol{r}_i, \ldots) \longrightarrow \psi(\ldots, \boldsymbol{r}_i + \delta\boldsymbol{a}, \ldots) =$$
$$= \psi(\ldots, \boldsymbol{r}_i, \ldots) + \delta\boldsymbol{a} \sum_i \nabla_{\boldsymbol{r}_i} \psi(\ldots, \boldsymbol{r}_i, \ldots)$$

($\boldsymbol{r}_i$ — координаты i-й частицы). Т. о., оператор бесконечно малого сдвига имеет вид:

$$\hat{O}_{\delta\boldsymbol{a}} = 1 + \delta\boldsymbol{a} \sum_i \nabla_{\boldsymbol{r}_i} = 1 + \frac{i}{\hbar}\hat{\boldsymbol{P}}\,\delta\boldsymbol{a}, \qquad (53)$$

где $\hat{\boldsymbol{P}} = \sum_i \hat{\boldsymbol{p}}_i = \sum_i (-i\hbar\nabla_{\boldsymbol{r}_i})$ — оператор полного импульса системы частиц. Если рассматриваемая система замкнута, а потенциалы взаимодействия между частицами зависят лишь от расстояния между ними, то её гамильтониан не меняется при сдвиге, и, следовательно, компоненты импульса, коммутируя с гамильтонианом, согласно (52), (53), сохраняются. Это находится в полном соответствии с законом сохранения импульса в классич. механике. При операции пространств. поворота на бесконечно малый угол $\delta\varphi$ вокруг оси, направление к-рой задаётся единичным вектором $\boldsymbol{\nu}$, координаты частиц системы преобразуются по закону:

$$\boldsymbol{r}_i \longrightarrow \boldsymbol{r}_i + \delta\boldsymbol{r}_i, \quad \delta\boldsymbol{r}_i = [\delta\boldsymbol{\varphi}\,\boldsymbol{r}_i], \quad \delta\boldsymbol{\varphi} = \boldsymbol{\nu}\delta\varphi,$$

и оператор поворота имеет вид:

$$\hat{O}_{\delta\varphi} = 1 + \delta\boldsymbol{\varphi} \sum_i [\boldsymbol{r}_i \nabla_{\boldsymbol{r}_i}] = 1 + \frac{i}{\hbar}\,\delta\boldsymbol{\varphi} \cdot \hat{\boldsymbol{L}}, \qquad (54)$$

где $\hat{\boldsymbol{L}}$ — оператор полного орбит. момента системы:

$$\hat{\boldsymbol{L}} = \sum_i \hat{\boldsymbol{l}}_i, \quad \hat{\boldsymbol{l}}_i = [\hat{\boldsymbol{r}}_i \hat{\boldsymbol{p}}_i]. \qquad (55)$$

Для замкнутой системы частиц, взаимодействующих по центр. закону, гамильтониан не меняется при поворотах, и поэтому компоненты момента, коммутируя с гамильтонианом, должны сохраняться. То же относится к компонентам момента отд. частицы, находящейся в центр. поле.

Если гамильтониан системы не меняется лишь при сдвиге вдоль к.-л. одного направления или поворота вокруг к.-л. одной определ. оси, то будут сохраняться соответственно проекция импульса на это направление или проекция момента на выделенную ось.

Законы сохранения возникают не только для непрерывных симметрий гамильтониана. Так, для частицы, находящейся в периодич. поле, что является хорошей моделью движения электрона в кристалле, гамильтониан не меняется при сдвигах на векторы, кратные периодам решетки, и коммутирует с операторами соответствующих сдвигов. Это приводит к существованию особой сохраняющейся в периодич. поле величины — *квазиимпульса* (значения к-рого, в отличие от обычного импульса, определены лишь с точностью до векторов *обратной решётки*). Аналогичным образом для гамильтониана, периодически зависящего от времени, может быть определена величина *квазиэнергии*. Наличие у гамильтониана дискретных симметрий приводит в К. м. к сохранению ряда мультипликативных физ. величин, к-рые (в отличие от аддитивных импульса и момента) не имеют аналогов в классич. механике. Так, если гамильтониан системы инвариантен относительно отражения пространств. координат частиц: $\boldsymbol{r}_i \to -\boldsymbol{r}_i$, то он коммутирует с оператором пространств. инверсии $\hat{P}$, определяемым соотношением:

$$\hat{P}\psi(\ldots, \boldsymbol{r}_i, \ldots) = \psi(\ldots, -\boldsymbol{r}_i, \ldots). \qquad (56)$$

Поскольку операция $\hat{P}^2$ является тождеств. преобразованием, собств. значения $\hat{P}^2$ равны 1, т. е. собств. значения оператора $\hat{P}$ должны быть равными $P = \pm 1$ (верхний знак отвечает чётным, нижний — нечётным вол-

новым ф-циям относительно изменения знака координат частиц). В случае коммутации $\hat{P}$ с гамильтонианом система, находившаяся первоначально в состоянии с к.-л. определ. собств. значением P, будет с течением времени оставаться в этом состоянии, т. е. пространств. чётность в процессе эволюции системы сохраняется. Т. к. пространств. чётность системы, состоящей из неск. невзаимодействующих подсистем, равна произведению пространств. чётностей подсистем, она является мультипликативным *квантовым числом*.

Др. пример мультипликативного квантового числа — *зарядовая чётность*. Поскольку гамильтониан сильного и эл.-магн. взаимодействий не меняется при *зарядовом сопряжении* (замене всех частиц на *античастицы*), он коммутирует с оператором зарядового сопряжения $\hat{C}$, собств. значения к-рого, как и для пространств. инверсии, равны $C=\pm 1$. Собств. состояния оператора $\hat{C}$ могут быть только у истинно нейтральных систем (см. *Истинно нейтральные частицы*), т. к. только такие системы при зарядовом сопряжении переходят сами в себя. Именно для них в процессах сильного и эл.-магн. взаимодействий сохраняется зарядовая чётность. В процессах слабого взаимодействия, гамильтониан к-рого не меняется при CP-преобразовании (см. *CP-инвариантность*), сохраняется CP-чётность.

Особое значение имеет инвариантность гамильтониана системы относительно перестановки одинаковых частиц. Коммутативность гамильтониана с операторами перестановки любой пары одинаковых частиц означает, что в процессе эволюции системы тип симметрии её волновой ф-ции относительно перестановок одинаковых частиц не меняется со временем. В частности, волновые ф-ции, симметричные (антисимметричные) относительно перестановки любой пары одинаковых частиц, остаются симметричными (антисимметричными). Это позволяет ввести особые постулаты К. м., необходимые для описания систем одинаковых частиц (см. ниже).

Обратимость уравнения Шрёдингера во времени

Ур-ние Шрёдингера для системы бесспиновых частиц, взаимодействующих по центр. закону или (и) находящихся в электрич. поле (в отсутствие магнитного), сохраняет свой вид при замене t на $-t$ и одноврем. переходе к комплексному сопряжению (т. к. для таких систем $\hat{H}^*=\hat{H}$). На этом основана симметрия К. м. по отношению к *обращению времени*: если возможно к.-л. квантовомеханич. движение, описываемое вектором состояния $|\psi\rangle$, то возможно и движение, описываемое вектором состояния $|\psi^*\rangle$, при к-ром система проходит во времени те же состояния в обратном порядке. Для частиц со спином симметрия относительно обращения времени будет выполняться, если одновременно с переходом от $|\psi\rangle$ к $|\psi^*\rangle$ изменить направление проекции спинов частиц (т. к. она меняет знак при замене $t\to -t$). При наличии магн. поля симметрия относительно обращения времени будет выполняться, если одновременно с заменой $t\to -t$ рассматривать движение в магн. поле, знак к-рого изменён на противоположный. Это естественно, т. к. ур-ния эл.-магн. поля *(Максвелла уравнения)* симметричны относительно обращения времени при одноврем. замене напряжённости магн. поля $\boldsymbol{H}\to -\boldsymbol{H}$ (или эквивалентной замене скалярного и векторного потенциалов: $\varphi\to\varphi$, $\boldsymbol{A}\to -\boldsymbol{A}$). Формально обратимость ур-ния Шрёдингера в этом случае имеет место благодаря тому, что комплексно-сопряжённый гамильтониан для частиц в эл.-магн. поле совпадает с гамильтонианом, преобразованным в соответствии с заменой $\varphi\to\varphi$, $\boldsymbol{A}\to -\boldsymbol{A}$.

Симметрия относительно обращения времени приводит к ряду важных следствий, таких, как *Крамерса теорема*, равенство коэф. туннельных переходов при прохождении *потенциального барьера* с разных сторон, теорема взаимности (согласно к-рой совпадают амплитуды двух процессов рассеяния, являющихся обращёнными по времени по отношению друг к другу). Существенно, что в К. м. эта симметрия относится лишь к эволюции вектора состояния и не включает процесс измерения, к-рый носит необратимый характер.

Плотность потока вероятности

Из ур-ния Шрёдингера в конфигурац. представлении с гамильтонианом (33) вытекает уравнение непрерывности:

$$\frac{\partial\rho}{\partial t}+\operatorname{div}\boldsymbol{j}=0, \qquad (57)$$

где ρ — плотность вероятности обнаружить частицу в точке с координатами (x, y, z) в момент времени t, а вектор

$$\boldsymbol{j}=-\frac{i\hbar}{2m}(\psi^*\nabla\psi-\psi\nabla\psi^*) \qquad (58)$$

по своему смыслу представляет собой плотность потока вероятности. Т. о., вероятность частице пройти за ед. времени через площадку $\delta\sigma$ равна: $d\delta w/dt=(\boldsymbol{jn})\delta\sigma$ ($\boldsymbol{n}$ — единичная нормаль к $\delta\sigma$). Соотношение (57) аналогично ур-нию непрерывности в гидродинамике и является непосредств. следствием сохранения полной вероятности (и отвечающего этому требованию условия эрмитовости гамильтониана). Если волновая ф-ция представлена в виде $\psi=A\exp(i\Phi)$ (где амплитуда $A(x, y, z, t)$ и фаза $\Phi(x, y, z, t)$ — действит. числа), то

$$\boldsymbol{j}=\rho\frac{\hbar}{m}\nabla\Phi,\quad \rho=|\psi|^2. \qquad (59)$$

В частности, для плоской волны ($\Phi=-\omega t+\boldsymbol{kr}$) ур-ние (59) по аналогии с гидродинамикой даёт: $\boldsymbol{j}=\rho\boldsymbol{v}$, где $\boldsymbol{v}=\boldsymbol{p}/m=\hbar\boldsymbol{k}/m$. (В связи с этим отметим, что оператор $(-i\hbar/m)\nabla$ в (58) представляет собой оператор скорости $\hat{\boldsymbol{v}}=\hat{\boldsymbol{p}}/m$.) Из (59) следует, что отличный от нуля поток вероятности существует только в том случае, если волновая ф-ция имеет зависящую от координат фазу (если ψ — действительная, то $\boldsymbol{j}=0$). Несколько др. ситуация будет для заряж. частицы в эл.-магн. поле, волновая ф-ция к-рой оказывается неоднозначной из-за неоднозначности потенциалов поля, определённых с точностью до градиентного преобразования:

$$\boldsymbol{A}\longrightarrow\boldsymbol{A}+\nabla f;\quad \varphi\longrightarrow\varphi-\frac{1}{c}\frac{\partial f}{\partial t}, \qquad (60)$$

где $f(x, y, z, t)$ — произвольная ф-ция координат и времени. Поскольку преобразования (60) не меняют значений напряжённостей полей, они не должны влиять и на любые др. величины, имеющие физ. смысл. Действительно, ур-ние Шрёдингера с гамильтонианом (34) не меняется при преобразовании (60), если одновременно проводится преобразование волновой ф-ции:

$$\psi\longrightarrow\psi\exp\{(ie/\hbar c)f\}. \qquad (61)$$

При этом плотность потока вероятности равна

$$\boldsymbol{j}=-\frac{i\hbar}{2m}(\psi^*\nabla\psi-\psi\nabla\psi^*)-\frac{e}{mc}\boldsymbol{A}|\psi|^2 \qquad (62)$$

и также остаётся неизменной при одноврем. проведении преобразований (60) и (61).

Зависимость фазы волновой ф-ции от потенциалов поля может приводить к наблюдаемым интерференц. эффектам даже в отсутствие прямого силового воздействия на заряж. частицу (см. *Аронова — Бома эффект*).

Стационарные состояния

В классич. механике ф-ция Гамильтона, не зависящая явно от времени, равна сохраняющейся со временем энергии системы. Соответственно в К. м. физ. система, гамильтониан к-рой не зависит от времени, может находиться в состояниях с определ. энергией. Эти состояния наз. стационарными. Отвечающие им векторы состояния являются частными решениями

временного уравнения Шрёдингера (29) и имеют вид:

$$|\Psi\rangle = \exp\{(-i\mathcal{E}/\hbar)t\}|\psi_{\mathcal{E}}\rangle, \qquad (63)$$

где $|\psi_{\mathcal{E}}\rangle$ не зависит от времени и представляет собой собств. вектор оператора Гамильтона:

$$\hat{H}|\psi_{\mathcal{E}}\rangle = \mathcal{E}|\psi_{\mathcal{E}}\rangle, \qquad (64)$$

принадлежащий собств. значению энергии $\mathcal{E}$. Ур-ние (64) является одним из осн. ур-ний К. м. и наз. стационарным уравнением Шрёдингера.

В стационарном состоянии постоянны и не меняются со временем ср. значение (любой) физ. величины f (не зависящей явно от времени) и вероятности w_{f_i} обнаружить при измерении то или иное значение f_i этой величины,

$$\overline{f} = \langle\Psi|\hat{f}|\Psi\rangle = \langle\psi_{\mathcal{E}}|\hat{f}|\psi_{\mathcal{E}}\rangle = \text{const},$$

$$w_{f_i} = |a_{f_i}|^2 = |\langle f_i|\Psi\rangle|^2 = |\langle f_i|\psi_{\mathcal{E}}\rangle|^2 = \text{const}.$$

В частности, не меняется со временем вероятность обнаружить частицу в окрестности к.-л. точки (поскольку для волновой ф-ции $\Psi(\boldsymbol{r}, t) = \exp\{(-i\mathcal{E}/\hbar)t\}\psi(\boldsymbol{r})$ стационарного состояния $|\Psi(\boldsymbol{r}, t)|^2 = |\psi(\boldsymbol{r})|^2$). Т. о., стационарное состояние аналогично стоячей волне, в к-рой зависимость от времени факторизована и амплитуда колебаний в каждой точке не зависит от времени.

Соотношение неопределённостей для энергии и времени

Для энергии и времени СН

$$\Delta\mathcal{E}\cdot\Delta t \geqslant \hbar \qquad (65)$$

отличается по смыслу от аналогичного соотношения (42), поскольку время t не является динамич. переменной и должно рассматриваться как параметр. Для нестационарных состояний с характерным разбросом энергии $\Delta\mathcal{E}$ под величиной Δt в (65) следует понимать промежуток времени, в течение к-рого существенно (на величину соответствующей дисперсии) изменяются ср. значения физ. величин, характеризующих систему. Так, для волнового пакета шириной $\Delta x \approx 1/\Delta k$ величина Δt соответствует времени его прохождения через заданную точку: $\Delta t \approx \Delta x/v_{\text{гр}} \sim 1/\Delta\omega$ (где $v_{\text{гр}} = \partial\omega/\partial k$ — групповая скорость пакета, а $\Delta\omega$ — характерный разброс частот). Для квазистационарного состояния (см. ниже) в качестве Δt выступает его время жизни τ, и из соотношения (65) получается выражение для его ширины: $\Gamma \sim \hbar/\tau$.

Др. аспект соотношения (65) заключается в том, что возмущение, действующее на систему в течение времени Δt, вызывает в ней (независимо от своей величины) переходы между уровнями энергии в интервале $\Delta\mathcal{E}$, определяемом (65) [отсюда получается, напр., критерий адиабатичности (см. *Адиабатические возмущения*)]. Этот аспект тесно связан с первым. Действительно, если рассматривать данную и возмущающую её системы как подсистемы единой замкнутой системы, то можно заключить, что последняя должна быть нестационарной и обладать характерным временем Δt изменения своих параметров (поскольку именно на это время включается взаимодействие между подсистемами). Отсюда следует, что объединённая система обладает разбросом по энергии $\Delta\mathcal{E} \geqslant \hbar/\Delta t$. Если рассматриваемая подсистема первоначально находилась в стационарном состоянии, то таким разбросом энергии обладала бы возмущающая подсистема. Данная же подсистема приобретает его в результате обмена энергией при взаимодействии с возмущающей подсистемой. Условно можно сказать, что физ. система на короткие времена $\Delta t \sim \hbar/\Delta\mathcal{E}$ может переходить в виртуальные состояния с нарушением закона сохранения энергии на величину $\Delta\mathcal{E}$. Из (65) следует, что взаимодействие, приносимое *виртуальными частицами* с массой M, должно иметь радиус $\hbar/Mc$.

Стационарное уравнение Шрёдингера

В общем случае каждая квантовомеханич. система характеризуется своим энергетич. спектром, определяемым из ур-ния (64). В зависимости от вида потенц. энергии (т. е. от характера взаимодействия в системе), энергетич. спектр может быть либо дискретным (как у осциллятора), либо непрерывным (как у свободной частицы), либо смешанным (напр., уровни атома при энергиях возбуждения, меньших энергии ионизации, дискретны, а при бо́льших энергиях — непрерывны).

Характер квантовомеханич. движения, описываемого ур-нием (64), можно понять, рассматривая одномерное движение частицы (вдоль оси x) в случае, когда потенц. энергия V зависит только от x. Ур-ние Шрёдингера в конфигурац. пространстве

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2\psi}{dx^2} + V(x)\psi = \mathcal{E}\psi \qquad (66)$$

сводится к ур-нию

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{p^2(x)}{\hbar^2}\psi = 0, \qquad (67)$$

где выражение $p^2(x) = 2m[\mathcal{E} - V(x)]$ совпадает с квадратом классич. импульса частицы (с энергией $\mathcal{E}$) в точке x. В классич. механике должно всегда выполняться условие $\mathcal{E} \geqslant V(x)$, причём точки x_0, в к-рых $V(x_0) = \mathcal{E}$, являются точками остановки и ограничивают область возможного классич. движения. В отличие от классич. механики, ур-ние (66) имеет смысл и в области $V(x) > \mathcal{E}$, где классич. импульс формально становится мнимым. Эту область движения наз. «неклассической». Для действит. решения ур-ния (67) $\psi''(x)$ обращается в нуль в точках остановки и в точках, где обращается в нуль сама $\psi(x)$. Эти точки являются точками перегиба ф-ции $\psi(x)$. Отсюда вытекает, что в неклассич. области $\psi(x)$ либо вовсе не обращается в нуль (будучи направленной выпуклостью вниз при $\psi > 0$ или выпуклостью вверх при $\psi < 0$), либо имеет всего один нуль, где происходит перегиб и поэтому сохраняется монотонное изменение $\psi(x)$. В классич. же области движения возможны осцилляции ф-ции $\psi(x)$. Т. о., поведение $\psi(x)$ в классич. и неклассич. областях качественно различно.

Рассмотрим квантовомеханич. движение во внеш. поле с $V(x)$, изображённой на рис. 6. Для большей общности будем полагать наличие у $V(x)$ как потенц. барьера, так и *потенциальной ямы*, а также считать, что предельные значения V при $x \to \pm\infty$ отличаются друг от друга (для определённости $V_2 > V_1$). Характер движения в таком поле качественно определяется положением энергии $\mathcal{E}$ по отношению к предельным значениям потенц. энергии V_1 и V_2 на бесконечности. Он существенно различен в трёх областях: $\mathcal{E} > V_2 \geqslant V_1$ (I); $V_2 > \mathcal{E} > V_1$ (II); $V_{\min} < \mathcal{E} < V_1 \leqslant V_2$ (III) ($V_{\min}$ — мин. значение потенц. энергии). В области (I) при $x \to -\infty$ существуют два приближённых линейно независимых решения ур-ния (67): $e^{\pm ik_1 x}$, $k_1^2 = 2m(\mathcal{E} - V_1)/\hbar^2 > 0$, к-рые можно рассматривать как асимптотику нек-рых

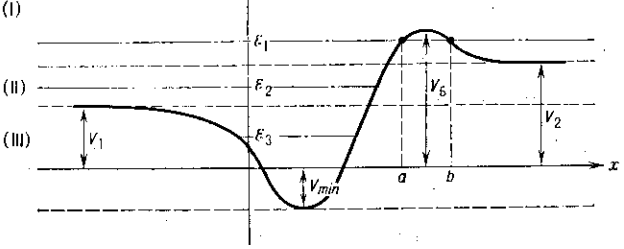


Рис. 6.

двух точных линейно независимых решений $\psi_1(x)$ и $\psi_2(x)$. Общее решение $\psi(x)=c_1\psi_1(x)+c_2\psi_2(x)$ при $x\to-\infty$ имеет асимптотич. вид

$$\psi(x)\sim c_1e^{ik_1x}+c_2e^{-ik_1x} \qquad (68)$$

и полностью определяется заданием коэф. c_1, c_2. С др. стороны, при $x\to+\infty$ существуют приближённые решения ур-ния (67) $e^{\pm ik_2x}$, $k_2^2=2m(\mathcal{E}-V_2)/\hbar^2>0$, к-рые являются асимптотиками двух др. точных линейно независимых решений $\psi_3(x)$ и $\psi_4(x)$. Точное решение $\psi(x)=c_3\psi_3(x)+c_4\psi_4(x)$ при $x\to+\infty$ имеет асимптотич. вид

$$\psi(x)\sim c_3e^{ik_2x}+c_4e^{-ik_2x}. \qquad (69)$$

Поскольку $\psi_3(x)$, $\psi_4(x)$ должны линейно выражаться через $\psi_1(x)$, $\psi_2(x)$ (и наоборот), коэф. c_3, c_4 являются линейными ф-циями c_1, c_2:

$$\begin{aligned} c_3&=\alpha_{11}c_1+\alpha_{12}c_2\\ c_4&=\alpha_{21}c_1+\alpha_{22}c_2. \end{aligned} \qquad (70)$$

Матричные элементы $\alpha_{ik}(\mathcal{E})$ являются нек-рыми функционалами потенц. энергии и зависят от энергии. Из осциллирующих при $x\to\pm\infty$ решений (68), (69) можно составить волновые пакеты, имеющие конечную норму. Поэтому никаких ограничений на значения энергии в области (I) не возникает, спектр энергий непрерывный, а движение инфинитно (неограниченно) в обе стороны. Каждое значение энергии при этом двукратно вырождено в соответствии с существованием в области (I) двух физически разл. движений. Первое из них отвечает движению частицы слева направо и выделяется граничным условием $c_4=0$ (т. е. требованием, чтобы при $x\to+\infty$ существовала только прошедшая слева волна), второе (выделяемое условием $c_1=0$) — движению справа налево. Отношение плотностей вероятности прошедшего и падающего потоков наз. коэф. прохождения (D), а отношение отражённого к падающему — коэф. отражения (R). Для первого из упомянутых движений

$$D=\frac{k_2}{k_1}\frac{|c_3|^2}{|c_1|^2},\quad R=\frac{|c_2|^2}{|c_1|^2}. \qquad (71)$$

Из сохранения плотности потока следует, что $R+D=1$. Используя обратимость ур-ния Шрёдингера во времени [к-рая для стационарного случая сводится к тому, что наряду с любым решением $\psi(x)$ решением (65) будет также комплексно-сопряжённая ф-ция $\psi^*(x)$], можно получить соотношение для матричных элементов в (70): $\alpha_{11}=\alpha_{22}^*$, $\alpha_{12}=\alpha_{21}^*$. Т. о., коэф. отражения (и соответственно прохождения) для частиц, движущихся слева направо ($R=|c_2|^2/|c_1|^2=|-\alpha_{21}/\alpha_{22}|^2$) и справо налево ($R'=|c_3|^2/|c_4|^2=|\alpha_{12}/\alpha_{22}|^2$), одинаковы: $R'=R$, $D'=D$.

В отличие от классич. механики, коэф. прохождения для квантовомеханич. движения не равен нулю даже в случае, когда энергия ($\mathcal{E}_1$) меньше высоты барьера $V_Б$. В этой ситуации при классич. движении слева направо частица должна была бы остановиться в точке a и затем, отразившись от барьера, двигаться налево (аналогично частица, двигавшаяся из области $x\to+\infty$ налево, должна была бы отразиться в точке остановки b). Область $a<x<b$ запрещена для классич. движения. В квантовом случае существует конечная вероятность подбарьерного, туннельного, перехода (см. *Туннельный эффект*). Для гладкого барьера в *квазиклассическом приближении* коэф. туннельного перехода равен

$$D=\exp\left\{-\frac{2}{\hbar}\int_a^b|p(x)|\,dx\right\}=$$

$$=\exp\left\{-\frac{2}{\hbar}\int_a^b\sqrt{2m(V(x)-\mathcal{E}_1)}\,dx\right\}, \qquad (72)$$

где $a(\mathcal{E})$ и $b(\mathcal{E})$ — классич. точки остановки. Величина D в классич. пределе ($\hbar\to0$) обращается в нуль (в согласии с принципом соответствия). Существенно, что показатель экспоненты (72) зависит как квадратный корень от высоты барьера и линейно — от его длины. Поэтому вероятность туннельного перехода оказывается большей для сравнительно высоких и узких барьеров (часто встречающихся в ядерной физике), чем для низких и длинных (встречающихся, напр., в хим. реакциях). Характерна также зависимость экспоненты в (72) от массы частиц, обусловливающих заметную вероятность туннелирования для наиб. лёгких частиц — электронов.

Наряду с туннельным переходом чисто квантовым эффектом является надбарьерное отражение, происходящее при энергиях, превосходящих высоту барьера (и даже в отсутствие к.-л. барьера, напр. при прохождении частицы над потенц. ямой). «Классич.» частица в этом случае свободно проходит над барьером и лишь её кинетич. энергия изменяется от величины $(\mathcal{E}-V_1)$ до величины $(\mathcal{E}-V_2)$ [при прохождении слева направо в поле с $V(x)$, изображённой на рис. 6]. Волновым аналогом надбарьерного отражения частиц является частичное отражение световой волны от границы раздела двух прозрачных сред. Для гладких $V(x)$ коэф. надбарьерного отражения экспоненциально мал в случаях, когда энергия частиц значительно превышает высоту барьера.

В области энергий (II) асимптотич. решение при $x\to-\infty$ имеет вид (68) (т. к. $\mathcal{E}>V_1$), а решением при $x\to+\infty$ (т. к. $\mathcal{E}<V_2$) имеет вид:

$$\psi\sim c_3e^{-\varkappa_2x}+c_4e^{\varkappa_2x},\quad \varkappa_2^2=\frac{2m(V_2-\mathcal{E})}{\hbar^2}. \qquad (73)$$

Поскольку общее решение ур-ния (67) определяется двумя константами, можно положить $c_4=0$ и тем самым избежать физически неприемлемого экспоненциально растущего при $x\to+\infty$ решения. Никаких ограничений на значения энергии в области (II) [так же, как в области (I)] не возникает, т. е. спектр энергии непрерывный. Однако уровни энергии [в отличие от двукратного *вырождения* в области (I)] невырожденные. Это связано с необходимостью определ. выбора коэф. в одном из линейно независимых решений ($c_4=0$). Благодаря невырожденности уровней энергии решения ур-ния (67) $\psi(x)$ и $\psi^*(x)$ должны совпадать с точностью до множителя, т. е. волновая ф-ция в области (II) может быть выбрана действительной. Отсюда следует, что коэф. c_1, c_2 в (68) удовлетворяют условию $c_1^*=c_2$, т. е. плотности потоков в волнах, идущих при $x\to-\infty$ налево и направо, одинаковы. Т. о., в области (II) квантовомеханич. движение, как и в классич. механике, финитно с одной стороны и соответствует полному отражению частицы, падающей слева на потенц. стенку. Однако, в отличие от классич. механики, в квантовомеханич. движении частица способна с экспоненциально затухающей вероятностью проникать внутрь барьера [см. (73)]. Это и обусловливает возможность подбарьерных переходов в случаях, когда барьер имеет конечную ширину. Точным волновым аналогом движения частиц в области (II) является *полное внутреннее отражение* света на границе двух сред.

В области (III) асимптотика решения ур-ния (67) при $x\to+\infty$ [так же, как и в области (II)] имеет вид (73), а при $x\to-\infty$ вместо (68) будет

$$\psi(x)\sim c_1e^{-\varkappa_1x}+c_2e^{\varkappa_1x},\quad \varkappa_1^2=\frac{2m(V_1-\mathcal{E})}{\hbar^2}. \qquad (74)$$

При этом коэф. c_3, c_4 в (73) будут выражаться через c_1, c_2 линейно с помощью (70). Условие ограниченности $\psi(x)$ при $x\to-\infty$ приводит к требованию $c_1=0$. Однако при этом для произвольного значения энергии из области (III) нельзя добиться ограниченности $\psi(x)$ для $x\to+\infty$, т. к., согласно (70), $c_3=\alpha_{12}c_2$, $c_4=\alpha_{22}c_2$ и коэф. c_4 при экспоненциально растущем решении (73) будет, вообще говоря, отличен от нуля. Физически до-

пустимые решения получаются поэтому только для таких выделенных, дискретных, значений энергии $\mathcal{E}_i$, для к-рых $\alpha_{22}(\mathcal{E}_i)=0$. Эти значения $\mathcal{E}_i$ являются, т. о., корнями ур-ния $\alpha_{22}(\mathcal{E})=0$. Получающиеся уровни энергии невырожденны и отвечают (как и в классич. механике) финитному движению частицы в потенц. яме, т. е. *связанным состояниям*.

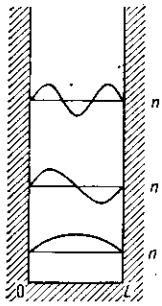


Рис. 7.

В отличие от классич. механики, где финитное движение в потенц. яме происходит между двумя точками остановки при любом значении энергии из области (III), квантовомеханич. движение возможно лишь при определ. дискретных значениях энергии. Возникновение дискретных уровней энергии («квантование энергии») — чисто волновое явление. Математически оно происходит благодаря тому, что условия ограниченности решения (73), (74) стационарного ур-ния Шрёдингера при $x \to \pm\infty$ играют роль краевых условий, удовлетворить к-рым можно лишь при дискретных энергиях (аналогично, напр., тому, как определ. граничные условия колебаний струны приводят к дискретному спектру её частот). Буквальная аналогия существует для движения частицы в потенциальной яме с бесконечно высокими стенками и колебаниями струны с закреплёнными концами (рис. 7). В обоих случаях граничные условия приводят к тому, что на длине L струны (или ширине потенц. ямы) должно укладываться целое число n полуволн: $^1/_2\lambda n=L$. Отсюда получается спектр энергий:

$$\mathcal{E}_n=\frac{\hbar^2k_n^2}{2m}=\frac{\hbar^2\pi^2}{2mL^2}\cdot n^2, \quad k_n=\frac{2\pi}{\lambda}, \quad n=1, 2, \ldots$$

Дискретный спектр может быть проиллюстрирован также на примере квантового *осциллятора* — частицы, движущейся в поле с $V(x)=^1/_2m\omega^2x^2$. Задача о квантовом осцилляторе является одной из важнейших и точно решаемых аналитически задач К. м. Важность её обусловлена тем, что для произвольного потенц. поля в положении равновесия x_0 должен быть минимум потенц. энергии: $(dV/dx)_{x=x_0}=0$, и $V(x)$ вблизи от положения равновесия приближённо представима в виде осцилляторной: $V(x)=V(x_0)+^1/_2(d^2V/dx^2)_{x=x_0}x^2+\ldots$, где x — отклонение от положения равновесия, а частота колебаний эквивалентного осциллятора $\omega=\sqrt{(d^2V/dx^2)_{x=x_0}/m}$.

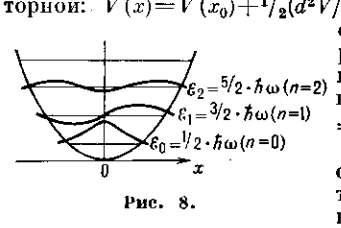


Рис. 8.

На рис. 8 по оси абсцисс отложено расстояние частицы от положения равновесия. Кривая (парабола) изображает потенц. энергию частицы. В этом случае частица с любой энергией (как и в случае ямы с бесконечными стенками) «заперта» внутри ямы, поэтому спектр её энергии дискретен. Горизонт. прямые изображают уровни энергии частицы. Энергия низшего уровня $\mathcal{E}_0=^1/_2\hbar\omega$ — наименьшее значение энергии, совместимое с соотношением неопределённостей [положение частицы на дне ямы ($\mathcal{E}=0$) означало бы точное равновесие, при к-ром $x=0$ и $p=0$, что невозможно, согласно принципу неопределённости]. Следующие, более высокие уровни энергии осциллятора расположены на равных расстояниях с интервалом $\hbar\omega$; энергия n-го уровня:

$$\mathcal{E}_n=\hbar\omega\,(n+^1/_2).$$

Над каждой горизонт. прямой приведена волновая ф-ция данного состояния. За пределами ямы (в неклассич. области) волновая ф-ция быстро затухает. В классич. области движения волновая ф-ция осциллирует. Характерно, что число узлов волновой ф-ции равно квантовому числу n уровня энергии. Этот результат справедлив и для др. одномерных потенц. полей (т. н. о с ц и л л я ц и о н н а я т е о р е м а). В высоковозбуждённых состояниях с большими n длина де-бройлевской волны частицы становится малой по сравнению с характерными размерами области движения. Движение приобретает классич. характер: волновой пакет, построенный из состояний с близкими (и большими) n будет двигаться с большой точностью по классич. законам.

Дискретный характер уровней энергии, отвечающих связанным состояниям, позволяет понять, почему в определ. условиях заведомо сложные, составные системы (напр., атомы) ведут себя как элементарные частицы. Причина этого в том, что осн. состояние связанной системы отделено от первого возбуждённого состояния энергетич. интервалом, наз. э н е р г е т и ч е с к о й щ е л ь ю. Такая ситуация характерна для атомов, молекул, ядер и др. квантовых систем. Благодаря энергетич. щели внутр. структура системы не проявляется до тех пор, пока обмен энергией при её взаимодействиях с др. системами не превысит значения, равного ширине щели. Поэтому при достаточно малом обмене энергией сложная система (напр., ядро или атом) ведёт себя как бесструктурная частица (матер. точка). Так, при энергиях теплового движения, меньших энергии возбуждения атома, атомные электроны не могут участвовать в обмене энергией и не дают вклада в теплоёмкость. Справедливо и обратное заключение: наличие в системе возбуждённых состояний (как это, напр., имеет место для адронов) является свидетельством в пользу её составной структуры.

Движение в периодическом поле

Движение в периодич. поле $V(x+a)=V(x)$ (где a — период) может служить моделью движения электрона в кристалле и иллюстрирует возникновение разрешённых и запрещённых зон (полос) энергии. Пусть $\varphi_1(x)$ и $\varphi_2(x)$ — два к.-л. линейно независимых решений ур-ния Шрёдингера, отвечающих определ. энергии $\mathcal{E}$. Поскольку оператор сдвига на период поля коммутирует с гамильтонианом, ф-ции $\varphi_1(x+a)$ и $\varphi_2(x+a)$ также будут решениями ур-ния Шрёдингера, принадлежащими тому же значению энергии. Поэтому они должны выражаться линейно через $\varphi_1(x)$ и $\varphi_2(x)$:

$$\varphi_1(x+a)=\beta_{11}\varphi_1(x)+\beta_{21}\varphi_2(x),$$
$$\varphi_2(x+a)=\beta_{12}\varphi_1(x)+\beta_{22}\varphi_2(x).$$

Матричные элементы β_{ik} в этом преобразовании зависят от вида $V(x)$ и выбранного значения энергии, а определитель матрицы β_{ik} $\Delta=\beta_{11}\beta_{22}-\beta_{12}\beta_{21}$ должен быть равен 1 (в силу условия постоянства определителя Вронского $\varphi_1'\varphi_2-\varphi_1\varphi_2'=\text{const}$, к-рому удовлетворяют два линейно независимых решения). Из решений $\varphi_1(x)$ и $\varphi_2(x)$ можно составить линейную комбинацию $\psi=c_1\varphi_1+c_2\varphi_2$, к-рая, будучи решением ур-ния Шрёдингера с энергией $\mathcal{E}$, одновременно является собств. состоянием оператора сдвига $\hat{T}\psi(x)=\psi(x+a)=\lambda\psi(x)$. Собств. значение λ при этом определяется ур-нием

$$\begin{vmatrix}\beta_{11}-\lambda & \beta_{21}\\ \beta_{12} & \beta_{22}-\lambda\end{vmatrix}=\lambda^2-\lambda\,(\beta_{11}+\beta_{22})+1=0.$$

Для физически приемлемого решения должно выполняться условие $|\lambda|=1$ (т. к. при $|\lambda|\neq1$ неогранич. сдвиг решения в одну или др. сторону должен был бы приводить к бесконечно большому его значению). Для этого необходимо выполнение неравенства:

$$-1\leqslant{}^1/_2\,[\beta_{11}(\mathcal{E})+\beta_{22}(\mathcal{E})]\leqslant1,$$

к-рое и определяет допустимые при движении в периодич. поле не дискретные уровни, а полосы энергии. [Ф-ция $\beta_{11}(\mathcal{E})+\beta_{22}(\mathcal{E})$ не зависит от конкретного выбора решений $\varphi_1(x)$ и $\varphi_2(x)$.] Полагая $^1/_2[\beta_{11}(\mathcal{E})+$

$+\beta_{22}(\mathcal{E})]=\cos(qa)$, получим $\lambda=\exp(\pm iqa)$, где величина q — квазиимпульс системы. Энергия частицы (как следует из приведённого равенства, если его разрешить относительно $\mathcal{E}$) должна быть чётной ф-цией q. Тот факт, что собств. значение оператора сдвига равно $\exp(iqa)$, позволяет заключить, что волновая ф-ция частицы в периодич. поле имеет вид: $\psi=\exp(iqx)\varphi(x)$, где $\varphi(x)$ — периодич. ф-ция, $\varphi(x+a)=\varphi(x)$ (см. *Блоха теорема*). Эти результаты лежат в основе совр. теории твёрдого тела.

Движение в центральном поле

Задача о квантовомеханич. движении двух частиц с массами m_1 и m_2 [энергия взаимодействия между к-рыми $V(|\boldsymbol{r}_2-\boldsymbol{r}_1|)$ зависит только от относит. расстояния между ними] сводится к рассмотрению свободного движения центра масс этих частиц и относит. движения в центр. поле $V(|\boldsymbol{r}|)$ частицы с приведённой массой $\mu=m_1m_2/(m_1+m_2)$. Т. к. центр. поле обладает симметрией вращения, при движении в нём сохраняется угл. момент частицы и в качестве полного набора измеряемых величин могут быть выбраны квадрат момента l^2, проекция m момента на выделенную ось (обычно ось z) и энергия $\mathcal{E}$ частицы. Соответственно волновая ф-ция частицы в сферич. системе координат $(r,\ \vartheta,\ \varphi)$ может быть записана в виде произведения радиальной ф-ции (к-рую удобно представлять в виде $u(r)/r$) и угл. ф-ции, в качестве к-рой выбирается *сферическая функция* $Y_{lm}(\vartheta,\ \varphi)$, являющаяся собств. ф-цией квадрата момента и его проекции на ось z,

$$\psi(r,\ \vartheta,\ \varphi)=\frac{u_{\mathcal{E},\,l}(r)}{r}\,Y_{lm}(\vartheta,\ \varphi). \qquad (75)$$

При этом ф-ция $u_{\mathcal{E},\,l}(r)$ удовлетворяет «одномерному» ур-нию Шрёдингера по переменной r:

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu}\frac{d^2u}{dr^2}+\left[V(r)+\frac{\hbar^2l(l+1)}{2\mu r^2}\right]u=\mathcal{E}u \qquad (76)$$

с эфф. потенц. энергией $V_{\text{эфф}}=V(r)+\hbar^2l(l+1)/2\mu r^2$. Состояния с $l=0,\ 1,\ 2,\ 3\ldots$ наз. соответственно s-, p-, d-, f-, . . . (и далее по алфавиту) состояниями. Второй член в $V_{\text{эфф}}$ наз. центробежной энергией (аналогичная добавка к $V(|\boldsymbol{r}|)$ при рассмотрении радиального движения возникает в классич. механике из-за трансверсальной части кинетич. энергии частицы). Угл. зависимость (75) универсальна для любых центр. полей, что отражает универсальность выполнения закона сохранения момента в таких полях. В классич. механике этот закон приводит к тому, что движение в любом центр. поле происходит в фиксир. плоскости, перпендикулярной моменту и проходящей через центр. Поскольку при $m=l$ $Y_{ll}\sim(\sin\vartheta)^l$, выражение (75) в случае очень больших l отлично от нуля лишь вблизи плоскости $\vartheta=\pi/2$, т. е. в пределе больших l Y_{ll} описывает классич. плоское движение. Напротив, квантовое движение при малых l совершенно непохоже на классическое.

В ст. *Атом* на рис. 2 приведены распределения электронной плотности вокруг ядра в атоме водорода для состояний с низшими значениями l и m. Видно, что задание момента (т. е. l и m) полностью определяет угл. распределение, к-рое сильно отличается от плоского. Особенно отличается от классического движение в S-волне, имеющее сферически симметричное распределение. В классич. физике устойчивое движение частицы с нулевым моментом в поле притяжения было бы вообще невозможно: частица падала бы на притягивающий центр. В К. м. для полей притяжения, растущих (по модулю) при $r\to 0$ медленнее, чем const/r^2, падения на центр в S-волне не происходит. Этот факт естественно следует из соотношения неопределённостей. Центробежная энергия при $l\neq 0$ представляет собой потенц. барьер, «закрывающий» область малых r. Существуют два решения ур-ния Шрёдингера: одно из них затухает под центробежным барьером при $r\to 0$, а другое — растёт. Для $V(r)$, растущих при $r\to 0$ медленнее, чем const/r^2, центробежная энергия обусловливает универс. зависимость радиальной ф-ции при $r\to 0$:

$$u_{\mathcal{E},\,l}(r)\approx c_1r^{l+1}+\frac{c_2}{r^l}. \qquad (77)$$

Оба члена в (77) при $r\to 0$ являются линейно независимыми решениями ур-ния Шрёдингера. Условие конечности нормы требует зануления сингулярного решения, т. е. выбора $c_2=0$. Т. о., при $r\to 0$

$$\psi\sim r^l. \qquad (78)$$

Если энергия системы больше, чем значение $V(r)$ при $r\to\infty$ $(\mathcal{E}>V_\infty)$, то решение ур-ния Шрёдингера на больших расстояниях должно иметь вид:

$$u_{\mathcal{E},\,l}\sim c_3e^{ikr}+c_4e^{-ikr},\quad k^2=2\mu(\mathcal{E}-V_\infty)/\hbar^2.$$

При этом (как и в одномерном случае отражения от потенц. стенки) поток в расходящейся от центра сферич. волне (e^{ikr}) должен быть равен потоку в сходящейся волне (e^{-ikr}), т. е. $|c_3|=|c_4|$. Исходя из этого, решение при $r\to\infty$ записывают в виде:

$$u_{\mathcal{E},\,l}(r)\sim\sin\left(kr-\frac{\pi l}{2}+\delta_l\right), \qquad (79)$$

где δ_l — т. н. ф а з а р а с с е я н и я, равная нулю для свободного движения (она используется для нахождения *амплитуды рассеяния*). Решение (79) не накладывает к.-л. ограничений на энергию системы. Поэтому при $\mathcal{E}\geqslant V_\infty$ энергетич. спектр непрерывный, а решения описывают несвязанные состояния инфинитного движения. Если в $V_{\text{эфф}}$ существует потенц. яма, такая, что $V_{\min}<V_\infty$, то для энергий $\mathcal{E}$ в интервале $V_{\min}<\mathcal{E}<V_\infty$ решение ур-ния Шрёдингера при $r\to\infty$ имеет вид:

$$u_{\mathcal{E},\,l}\sim c_3e^{-\varkappa r}+c_4e^{\varkappa r},\quad \varkappa^2=2m(V_\infty-\mathcal{E})/\hbar^2. \qquad (80)$$

Коэф. c_3, c_4 при двух линейно независимых решениях в (80) должны линейно выражаться через c_1, c_2 из (77) по ф-лам (70). Если для произвольной энергии из рассматриваемого интервала потребовать ограниченности решения в нуле, т. е. положить $c_2=0$, то коэф. c_4 при растущем на бесконечности решении, равный $c_4=\alpha_{21}(\mathcal{E})c_1$, будет, вообще говоря, отличен от нуля. Это означает, что при произвольной энергии $\mathcal{E}<V_\infty$ может не существовать физически приемлемого решения. Возможные энергии физ. состояний определяются ур-нием $\alpha_{21}(\mathcal{E})=0$ и образуют дискретный спектр. Они отвечают связанным состояниям. Т. о., условия ограниченности решения на границах области изменения радиальной переменной ($r=0$ и $r=\infty$) играют роль краевых условий, приводящих (как и в одномерном случае) к дискретному спектру энергий. Дискретные уровни в радиальном ур-нии Шрёдингера (76) нумеруются радиальным квантовым числом n_r, начиная с основного $(n_r=0)$. Поскольку $V_{\text{эфф}}$ зависит от l, энергия уровня определяется двумя квантовыми числами n_r и l. Число m наз. м а г н и т н ы м к в а н т о в ы м ч и с л о м и при данном l может принимать $(2l+1)$ значений: $0,\ \pm1,\ \pm2,\ \ldots,\ \pm l$; m не входит в ур-ние (76), и энергия от него не зависит (т. к. m зависит от выбора оси z, а поле сферически симметрично). Поэтому уровень с квантовым числом l имеет $(2l+1)$-кратное вырождение. Энергия уровня начинает зависеть от m лишь тогда, когда сферич. симметрия нарушается, напр. при помещении системы в магн. поле (*Зеемана эффект*). Для нек-рых видов $V(r)$ [напр., кулоновской: $V=-Ze^2/r$, или изотропного трёхмерного осциллятора: $V=(\mu\omega^2/2)(x^2+y^2+z^2)$] существует дополнит. (т. н. с л у ч а й н о е) вырождение уровней энергии, обусловленное скрытой симметрией этих $V(r)$. Так, энергия водородоподобных атомов зависит от величи-

ны $n=n_r+l+1$, называемой главным квантовым числом:

$$\mathcal{E}_n=-\frac{Z^2e^4\mu}{2\hbar^2}\cdot\frac{1}{n^2}.$$

Т. о., заданному числу $n\geqslant 2$ могут соответствовать состояния с разл. n_r и l. Такое совпадение представлялось случайным, поскольку для разных l уровни энергии определяются в разных потенц. ямах (различающихся центробежной энергией). Как было показано В. А. Фоком (1935), оно объясняется особой симметрией кулоновского потенциала точечного заряда, проявляющейся в явном виде при решении задачи в импульсном представлении. Для многоэлектронных атомов, в к-рых каждый электрон движется не только в поле ядра, но и в поле остальных электронов, уровни энергии зависят также и от l. Для изотропного осциллятора $\mathcal{E}=\hbar\omega(2n_r+l+3/2)$ и совпадающими оказываются уровни с одинаковым значением $(2n_r+l)$, напр. s-состояние $(n_r=1,\ l=0)$ и d-состояние $(n_r=0,\ l=2)$. Общее число связанных состояний для центр. поля притяжения, убывающего (по модулю) при $r\to\infty$ быстрее, чем $\mathrm{const}/r^{2+\varepsilon}$ $(\varepsilon>0)$, конечно, а для убывающего медленнее, чем $\mathrm{const}/r^{2-\varepsilon}$,— бесконечно (причём в последнем случае энергетич. спектр сгущается к точке $\mathcal{E}=0$).

Т. к. оператор пространств. инверсии коммутирует с моментом и гамильтонианом, состояния (75) в центр. поле обладают определ. пространств. чётностью. Из св-ва сферич. ф-ций $Y_{lm}(\pi-\vartheta,\varphi+2\pi)=(-1)^lY_{lm}(\vartheta,\varphi)$ вытекает, что в состоянии (75) пространств. чётность $P=(-1)^l$.

Квазистационарные состояния

Частица, движущаяся в потенциальной яме, изображённой на рис. 9, *а*, имеет непрерывный спектр энергии $(0\leqslant\mathcal{E}<\infty)$. Однако в области энергий $V_{\min}<\mathcal{E}<V_6$ могут существовать в непрерывном спектре определ. выдел. значения энергии, отвечающие состояниям, в к-рых частица довольно длит. время оказывается связанной внутри потенц. ямы с $V_{\min}>0$. Такие состояния наз. квазистационарными. В классич. механике точка $V_{\min}$ отвечает метастабильному состоянию равновесия и классич. частица с энергией $V_{\min}<\mathcal{E}<V_6$ может быть «заперта» в потенц. яме между точками остановки $a(\mathcal{E})$ и $b(\mathcal{E})$. В квантовом случае такое «запирание» невозможно, т. к. частица путём туннельного перехода с определ. вероятностью «просачивается» через барьер и уходит на бесконечность. Соответственно этому отсутствуют дискретные уровни энергии. Однако при энергии, отвечающей квазистационарному состоянию, волновая ф-ция, осциллирующая в классич. области между точками остановки $(a,\ b)$, экспоненциально затухает в обе стороны от них внутрь барьеров (рис. 9, *б*). Т. о., энергия квазистационарных состояний весьма близка к энергии стационарных состояний, существующих в поле, совпадающем с $V(r)$ слева от вершины барьера и равном V_6 справа от вершины. Энергия квазистационарных состояний может

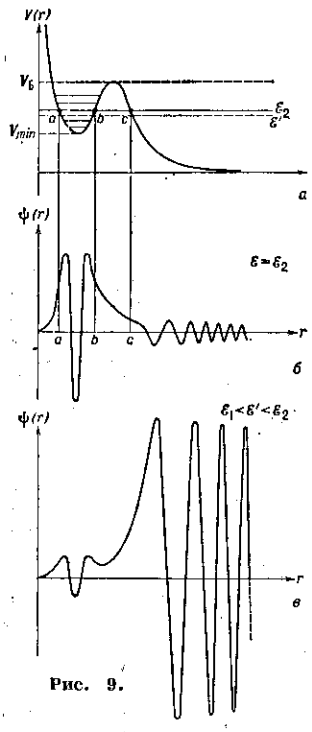


Рис. 9.

быть приближённо определена по правилу квантования Бора — Зоммерфельда: $\int_a^b p\,dq=\pi\hbar\,(n+1/2)$. Для квазистационарного состояния амплитуда волновой ф-ции вне ямы (на рис. правее точки *c*) значительно меньше, чем внутри ямы [отношение их квадратов пропорционально коэф. туннельного перехода D между точками $(b,\ c)$]. Для состояний, энергия к-рых отличается от квазистационарных, соотношение между амплитудами волновой ф-ции внутри и вне ямы обратное (рис. 9, *в*). На рис. 9, *б* качественно изображена волновая ф-ция, отвечающая квазистационарному состоянию с $n=n_2(\mathcal{E}=\mathcal{E}_2)$, а на рис. 9, *в* — с энергией $\mathcal{E}'$, $\mathcal{E}_1<\mathcal{E}'<\mathcal{E}_2$. В квазистационарном состоянии вероятность вылета частицы из ямы в единицу времени приближённо равна $w=\nu D$, где ν — частота классич. колебаний частицы между точками $(a,\ b)$, отвечающая наглядно числу «ударов» о барьер в единицу времени. Для высоковозбуждённых квазистационарных состояний $\nu\approx\Delta\mathcal{E}/2\pi\hbar$, где $\Delta\mathcal{E}$ — расстояние между квазистационарными уровнями. Ввиду малости D для широких и высоких барьеров время жизни частицы внутри ямы $(\tau=1/w)$ оказывается значительно бо́льшим периода колебаний внутри ямы. Из СН следует, что энергия квазистационарного состояния может быть определена лишь с неопределённостью $\Gamma\sim\hbar/\tau$. Эту величину наз. шириной квазистационарного уровня.

Формально энергия и ширина квазистационарного уровня могут быть получены путём решения ур-ния Шрёдингера с граничным условием, требующим, чтобы на больших расстояниях волновая ф-ция представляла собой расходящуюся сферич. волну: $\psi\sim e^{ikr}/r$. Это условие отвечает частице, вылетающей из ямы, и приводит к комплексным собств. значениям энергии, к-рые записываются в виде: $\mathcal{E}=\mathcal{E}_0-i\Gamma/2$ ($\mathcal{E}_0$ и Γ — вещественные). Такая запись отвечает экспоненц. убыванию квадрата модуля волновой ф-ции внутри ямы со временем $(\sim e^{-\Gamma t})$.

Квазистационарные состояния соответствуют полюсам *амплитуды рассеяния*, аналитически продолженной по энергии в комплексную плоскость, и при энергии налетающей частицы вблизи квазистационарного уровня — резонансам в рассеянии (см. *Брейта — Вигнера формула*, *Рассеяние микрочастиц*). В плоскости комплексного l квазистационарным уровням (так же, как и стационарным) соответствуют определ. Редже траектории (см. *Редже полюсов метод*).

Спин. Полный момент

Если осн. состояние составной системы (напр., атома или ядра) отделено энергетич. щелью от возбуждённых, то в процессах, где обмен энергией значительно меньше величины щели, систему можно считать элементарной, а её движение в полях, мало меняющихся на расстояниях порядка размеров системы, представлять как движение материальной точки с координатами центра масс системы. Если при этом в рассматриваемом состоянии система имеет момент, то его следует рассматривать как дополнит., внутр. переменную, характеризующую состояние частицы и влияющую на её поведение, напр., в магн. поле. Нет оснований считать, что подобная внутр. переменная отсутствует у частиц, к-рые при существующем уровне знаний принимаются за элементарные. Аппарат К. м. позволяет естеств. образом описать движение частицы с учётом её внутр. степени свободы, к-рая имеет смысл собств. момента и наз. спиновым моментом или просто спином. Для этого надо обобщить выражение (54) и считать, что в операторе бесконечно малого поворота системы $\hat{O}_{\delta\varphi}\approx 1+(i/\hbar)\hat{J}\delta\varphi$ оператор $\hat{J}$ содержит две части: одна из них действует на координаты волновой ф-ции частицы $\psi(x,\ y,\ z,\ \sigma,\ t)$ и представляет

собой оператор орбит. момента $(\hat{\boldsymbol{L}}=[\hat{\boldsymbol{r}}\hat{\boldsymbol{p}}]$, а другая $(\hat{\boldsymbol{S}})$ действует на внутр. переменную σ, отвечающую спину. Оператор $\hat{\boldsymbol{J}}$ соответствует полному моменту и равен: $\hat{\boldsymbol{J}}=\hat{\boldsymbol{L}}+\hat{\boldsymbol{S}}$. Т. к. $\hat{\boldsymbol{L}}$ и $\hat{\boldsymbol{S}}$ действуют на разные переменные волновой ф-ции, их компоненты коммутируют между собой. Пусть $\boldsymbol{A}$ — векторная величина, к-рой соответствует оператор $\hat{\boldsymbol{A}}$. По определению вектора, при повороте он должен меняться след. образом: $\hat{\boldsymbol{A}}\to\hat{\boldsymbol{A}}+[\delta\boldsymbol{\varphi}\hat{\boldsymbol{A}}]$. Действуя оператором поворота на ф-цию $\hat{A}_k\psi(x,\ y,\ z,\ \sigma,\ t)$ и учитывая, что $[\delta\boldsymbol{\varphi}\boldsymbol{A}]_k=e_{klm}\delta\varphi_l\hat{A}_m$ (где e_{klm} — единичный полностью антисимметричный тензор), можно получить перестановочные соотношения

$$[\hat{J}_i,\ \hat{A}_k]=i\hbar e_{ikl}\hat{A}_l, \qquad (81)$$

к-рые должны быть справедливыми для любого вектора. Используя в качестве $\hat{\boldsymbol{A}}$ в (81) операторы $\hat{\boldsymbol{J}}$, $\hat{\boldsymbol{L}}$, $\hat{\boldsymbol{S}}$ и учитывая коммутативность $\hat{L}_i$ и $\hat{S}_k$, можно прийти к заключению, что операторы компонент полного, орбитального и спинового моментов подчиняются одинаковым коммутац. соотношениям: $[\hat{J}_i,\ \hat{J}_k]=i\hbar e_{ikl}\hat{J}_l$, $[\hat{L}_i,\ \hat{L}_k]=i\hbar e_{ikl}\hat{L}_l$, $[\hat{S}_i,\ \hat{S}_k]=i\hbar e_{ikl}\hat{S}_l$. Из одних только этих перестановочных соотношений следует, во-первых, что любая компонента S_i измерима одновременно с квадратом спина $\boldsymbol{S}^2=S_x^2+S_y^2+S_z^2$, т.е. $[\hat{S}_i,\ \hat{\boldsymbol{S}}^2]=0$ (в качестве такой компоненты обычно выбирают проекцию на ось z), и, во-вторых, что собств. значения σ_i оператора проекции спина на выделенную ось, отличаясь друг от друга на 1 (в единицах $\hbar$), заключены между нек-рыми максимальным (S) и минимальным $(-S)$ значениями, т. е. принимают $(2S+1)$ значений: $S,\ S-1,\ \ldots\ \ldots,\ -S$. Отсюда следует, что S может быть целым или полуцелым, в то время как квантовое число орбит. момента принимает только целые значения. О величине S говорят как о значении спина частицы. Из перестановочных соотношений следует также, что квадрат спина (в единицах $\hbar^2$) равен $S(S+1)$, и может быть получен явный вид матриц операторов проекции спина $\hat{S}_x$, $\hat{S}_y$, $\hat{S}_z$ в представлении, где в качестве измеримой величины берётся проекция спина на ось z. Матричными элементами, отличными от нуля, являются

$$\langle\sigma+1\,|\,\hat{S}_x\,|\,\sigma\rangle=\langle\sigma\,|\,\hat{S}_x\,|\,\sigma+1\rangle=\frac{1}{2}\sqrt{(S-\sigma)(S+\sigma+1)},$$

$$\langle\sigma+1\,|\,\hat{S}_y\,|\,\sigma\rangle=-\langle\sigma\,|\,\hat{S}_y\,|\,\sigma+1\rangle=$$

$$=-\frac{i}{2}\sqrt{(S-\sigma)(S+\sigma+1)},$$

$$\langle\sigma\,|\,\hat{S}_z\,|\,\sigma\rangle=\sigma.$$

Задание этих матриц полностью определяет действие операторов проекции спина на волновую ф-цию системы, к-рую с учётом возможных значений внутр. переменной удобно представлять в виде столбца с $(2S+1)$ компонентами:

$$\psi=\begin{pmatrix}\psi_S(x,\ y,\ z,\ t)\\ \psi_{S-1}(x,\ y,\ z,\ t)\\ \ldots\ldots\ldots\\ \ldots\ldots\ldots\\ \psi_{-S}(x,\ y,\ z,\ t)\end{pmatrix},$$

где $\psi_\sigma(x,\ y,\ z,\ t)$ отвечает волновой ф-ции частицы в состоянии с $S_z=\sigma$.

Опыт показал, что спин электрона, протона и нейтрона равен $^1/_2$ (т. е. внутр. переменная, отвечающая спину, принимает для них 2 значения). В случае спина $^1/_2$

$$\psi=\begin{pmatrix}\psi_{1/2}(x,\ y,\ z,\ t)\\ \psi_{-1/2}(x,\ y,\ z,\ t)\end{pmatrix},$$

а оператор спина имеет в этом представлении вид

$$\hat{\boldsymbol{S}}=\frac{\hbar}{2}\boldsymbol{\sigma}, \qquad (82)$$

где $\boldsymbol{\sigma}(\sigma_x,\ \sigma_y,\ \sigma_z)$ — *Паули матрицы*,

$$\sigma_x=\begin{pmatrix}0&1\\1&0\end{pmatrix},\quad \sigma_y=\begin{pmatrix}0&-i\\i&0\end{pmatrix},\quad \sigma_z=\begin{pmatrix}1&0\\0&-1\end{pmatrix}.$$

Со спином частицы может быть связан её магн. момент $\boldsymbol{\mu}$, к-рый принято выражать в виде

$$\boldsymbol{\mu}=\frac{e}{2mc}g\boldsymbol{S};$$

здесь величина $e/2mc$ — *гиромагнитное отношение* для орбит. движения, а величина g безразмерна. Для электрона и мюона $g=2$ (с точностью до *радиационных поправок*). Теоретич. объяснение равенства $g=2$ было одним из достижений релятивистского ур-ния Дирака. Нерелятивистское квантовомеханич. движение частиц со спином $^1/_2$ описывается *Паули уравнением*.

Взаимодействие магн. момента атомного электрона с магн. полем, создаваемым ядром в системе покоя электрона, вместе с учётом релятивистских эффектов (т. н. *томасовской прецессии*) приводит к спин-орбитальной LS-связи, к-рая определяет *тонкую структуру* атомных спектров (см. *Спин-орбитальное взаимодействие*). При наличии LS-связи сохраняющимися являются величина полного момента J и его проекция J_z; сохраняются также величины L и S, но не их проекции на ось z. Наглядно можно представить, что векторы $\boldsymbol{L}$ и $\boldsymbol{S}$, складываясь, прецессируют вокруг направления $\boldsymbol{J}$, а сам вектор $\boldsymbol{J}$ с равной вероятностью лежит на поверхности конуса с осью вдоль оси z, так что сохраняется проекция J_z на эту ось (рис. 10). Из этой картины следует, что сохраняются проекции на $\boldsymbol{J}$ величин $\boldsymbol{L}$ и $\boldsymbol{S}$ [т. е. $(\boldsymbol{LJ})$ и $(\boldsymbol{SJ})$], а также величина $(\boldsymbol{LS})$. Разл. уровням тонкой структуры соответствуют разные значения J. Взаимодействие магн. момента ядра с магн. полем, создаваемым электронной оболочкой (за счёт орбит. и спинового моментов), приводит к дополнит. расщеплению и *сверхтонкой структуре* атомных уровней.

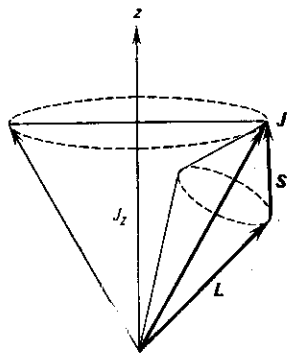


Рис. 10.

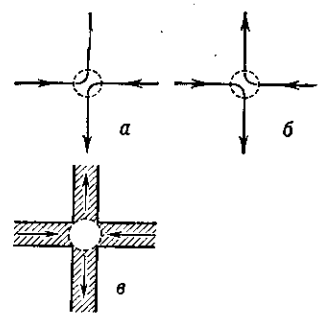


Рис. 11.

Системы многих частиц. Тождественные частицы

Квантовомеханич. ур-ние движения для системы, состоящей из N частиц, описывается ур-нием Шрёдингера, содержащим потенц. энергию, зависящую от координат всех частиц и включающую как воздействие на них внеш. поля, так и взаимодействие частиц между собой. Волновая ф-ция также является ф-цией координат всех частиц. Её можно рассматривать как волну в $3N$-мерном пространстве.

Если квантовомеханич. системы состоят из одинаковых частиц, то в них наблюдается специфич. явление, не имеющее аналогии в классич. механике (хотя и в классич. механике случай одинаковых частиц тоже имеет нек-рую особенность). Пусть, напр., столкнулись две одинаковые «классич.» частицы (первая двигалась слева, а вторая — справа) и после столкновения разлетелись в разные стороны (напр., первая — вверх, вторая — вниз). Для результата столкновения не имеет

значения, какая из частиц полетела, напр., вверх, поскольку частицы одинаковы,— практически надо учесть обе возможности (рис. 11, *а* и 11, *б*). Однако в принципе в классич. механике можно различить эти два процесса, т. к. можно проследить за траекториями частиц во время столкновения. В К. м. траекторий, в строгом смысле этого слова, нет, и область столкновения обе частицы проходят с нек-рой неопределённостью, с «размытыми траекториями» (рис. 11, *в*). В процессе столкновения области размытия перекрываются, и невозможно даже в принципе различить эти два случая рассеяния. Следовательно, в К. м. одинаковые частицы полностью неразличимы — т о ж д е с т в е н н ы. Не имеет смысла говорить о двух разных случаях рассеяния, есть только один случай — одна из одинаковых частиц полетела вверх, другая — вниз, индивидуальности у частиц нет. Все состояния, получающиеся перестановкой одинаковых частиц, в К. м. (в отличие от классической) неразличимы и при подсчёте числа состояний должны приниматься за одно состояние (это разрешает парадокс Гиббса в статистич. физике).

Квантовомеханич. принцип неразличимости одинаковых частиц можно сформулировать математически на языке волновых ф-ций. Вероятность нахождения частиц в данном месте пространства определяется квадратом модуля волновой ф-ции, зависящей от координат обеих частиц, $|\psi(1, 2)|^2$, где 1 и 2 означают совокупность пространств. и спиновых переменных соответственно первой и второй частицы. Тождественность частиц требует, чтобы при перемене их местами вероятности были одинаковыми:

$$|\psi(1, 2)|^2 = |\psi(2, 1)|^2.$$

Отсюда вытекают две возможности:

$$\psi(1, 2) = \psi(2, 1),$$

$$\psi(1, 2) = -\psi(2, 1).$$

Если при перемене частиц местами волновая ф-ция не меняет знака, то она наз. с и м м е т р и ч н о й, если меняет — а н т и с и м м е т р и ч н о й. Поскольку только суперпозиция ф-ций одинаковой симметрии обладает определ. (той же самой) симметрией, то в соответствии с принципом суперпозиции все состояния к.-л. пары одинаковых частиц должны описываться либо симметричными, либо антисимметричными волновыми ф-циями. Т. к. все взаимодействия одинаковых частиц симметричны относительно переменных 1, 2 (т. е. гамильтониан коммутирует с оператором перестановки), то свойства симметрии или антисимметрии волновой ф-ции сохраняются во времени. Это означает, что требование одной определ. симметрии относительно перестановки одинаковых частиц не противоречит принятым ранее постулатам К. м.

В системе из большего числа одинаковых частиц могли бы в принципе осуществляться более сложные представления группы перестановок частиц (см. *Парастатистика*). Однако, как показывает опыт, в системе из произвольного числа тождеств. частиц имеет место симметрия или антисимметрия относительно перестановки любой пары частиц. Свойство симметрии или антисимметрии оказывается характерным признаком данного сорта частиц. Соответственно все частицы делятся на два класса. Частицы, описываемые симметричными волновыми ф-циями, наз. *бозонами*, антисимметричными — *фермионами*. Эмпирически было установлено правило, связывающее симметрию волновых ф-ций тождеств. частиц со значением их спина (т. н. связь спина и статистики). В нерелятивистской К. м. оно было принято в качестве постулата:

V. Частицы с целым спином являются бозонами, с полуцелым — фермионами.

В дальнейшем связь спина и статистики была в определ. предположениях обоснована теоретически Паули (*Паули теорема*, являющаяся одной из осн. теорем релятивистской К. м.). В частности, фермионами являются все *лептоны*, *барионы*, *кварки*, а бозонами — фотоны, *промежуточные векторные бозоны*, *глюоны*, π- и K-мезоны и др. Сложные частицы (напр., атомные ядра), состоящие из нечётного числа фермионов, являются фермионами, а из чётного — бозонами.

Свойства симметрии волновой ф-ции определяют статистич. свойства системы. Пусть, напр., невзаимодействующие тождеств. частицы находятся в одинаковых внеш. условиях (напр., во внеш. поле). Состояние такой системы можно определить, задав *числа заполнения* — числа частиц, находящихся в каждом данном (индивидуальном) состоянии, т. е. имеющих одинаковые наборы квантовых чисел. Если тождеств. частицы имеют одинаковые квантовые числа, то их волновая ф-ция симметрична относительно перестановки частиц. Отсюда следует, что два одинаковых фермиона не могут находиться в одинаковых состояниях, т. к. для фермионов волновая ф-ция должна быть антисимметричной. Это свойство наз. принципом запрета Паули (принципом Паули). Т. о., числа заполнения для фермионов могут принимать лишь значения 0 или 1. Принцип Паули существенно влияет на поведение электронов в атомах, молекулах и т. д. Для бозонов же числа заполнения могут принимать произвольные целые значения. Поэтому с учётом квантовомеханич. свойств тождеств. частиц существуют два типа статистик: *Ферми — Дирака статистика* для фермионов и *Бозе — Эйнштейна статистика* для бозонов. Пример ферми-системы — электронный газ в металле, пример бозе-системы — газ фотонов (т. е. равновесное эл.-магн. излучение), жидкий ^{4}He.

Принцип Паули является определяющим для объяснения периодич. системы элементов Менделеева, ядерных оболочек (см. *Ядро атомное*); он объясняет характерные свойства электронов в металлах, напр. их теплоёмкость и электропроводность.

Обменное взаимодействие. Химическая связь

Молекула представляет собой связанную систему ядер и электронов, между к-рыми действуют электрич. (кулоновские) силы (притяжения и отталкивания). Т. к. ядра значительно тяжелее электронов, электроны движутся гораздо быстрее и образуют нек-рое распределение отрицат. заряда, в поле к-рого находятся ядра. В классич. механике и электростатике доказывается, что система такого типа неустойчива (*Ирншоу теорема*). Поэтому, даже если принять устойчивость атомов (к-рую нельзя объяснить на основе законов классич. физики), невозможно без специфически квантовомеханич. закономерностей объяснить устойчивость молекул. Особенно непонятно с точки зрения классич. представлений существование молекул из одинаковых атомов, т. е. с *ковалентной связью* (напр., простейшей молекулы H_2). Оказалось, что свойство антисимметрии электронной волновой ф-ции так изменяет характер взаимодействия электронов, находящихся у разных ядер, что возникновение такой связи становится возможным.

Рассмотрим для примера молекулу водорода H_2, состоящую из двух протонов и двух электронов. Волновая ф-ция такой системы представляет собой произведение двух ф-ций, одна из к-рых зависит только от координат, а другая — только от спиновых переменных обоих электронов. Если суммарный спин электронов равен нулю (спины антипараллельны), спиновая ф-ция антисимметрична относительно перестановки спиновых переменных электронов, и для того чтобы полная волновая ф-ция (в соответствии с принципом Паули) была антисимметричной, координатная часть волновой ф-ции $\psi(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2)$ должна быть симметричной относительно перестановки координат электронов. Приближённо она может быть представлена в виде

$$\psi \sim \psi_a(1)\,\psi_b(2) + \psi_b(1)\,\psi_a(2), \qquad (83)$$

где $\psi_a(\boldsymbol{r}_i)$, $\psi_b(\boldsymbol{r}_i)$ — координатная часть волновой ф-ции i-го электрона ($i=1, 2$) соответственно у ядер a и b.

Кулоновское взаимодействие пропорционально плотности электрич. заряда $\rho = e|\psi|^2 = e\psi\psi^*$. При учёте свойств симметрии $\psi(r_1, r_2)$, помимо плотностей обычного вида:

$$e\,|\psi_a(1)|^2\,|\psi_b(2)|^2, \quad e\,|\psi_b(1)|^2\,|\psi_a(2)|^2,$$

соответствующих движению отд. электронов около разных ядер, появляются добавки к плотности вида:

$$e\psi_a^*(1)\,\psi_b(1)\,\psi_b^*(2)\,\psi_a(2),$$

$$e\psi_b^*(1)\,\psi_a(1)\,\psi_a^*(2)\,\psi_b(2).$$

Они наз. о б м е н н о й п л о т н о с т ь ю, потому что возникают как бы за счёт обмена электронами между двумя атомами. Именно эта обменная плотность, приводящая к увеличению плотности отрицат. заряда между двумя положительно заряж. ядрами, и обеспечивает устойчивость молекулы в случае ковалентной хим. связи. При суммарном спине электронов, равном 1, $\psi(r_1, r_2)$ антисимметрична, т. е. в (83) перед вторым слагаемым стоит знак минус и обменная плотность имеет отрицат. знаки, следовательно, уменьшает плотность отрицат. электрич заряда между ядрами, что приводит как бы к дополнит. отталкиванию ядер. Т. о., симметрия волновой ф-ции приводит к «дополнит.», *обменному взаимодействию*. Характерна зависимость этого взаимодействия от спинов электронов. Непосредственно динамически спины не участвуют во взаимодействии — источником взаимодействия являются электрич. силы, зависящие только от расстояния между зарядами, но в зависимости от суммарного спина электронов волновая ф-ция, антисимметричная относительно перестановки двух электронов (вместе с их спинами), может быть симметричной или антисимметричной относительно перестановки только положения электронов (их координат). От типа же симметрии $\psi(r_1, r_2)$ зависит знак обменной плотности и соответственно эфф. притяжение или отталкивание частиц в результате обменного взаимодействия. Т. о., суммарный спин электронов фактически определяет хим. связь. В двухатомных молекулах с одинаковыми ядрами от суммарного спина ядер зависит, в каких вращат. состояниях может находиться молекула. Так, молекула H_2 при суммарном спине протонов $S=1$ (ортоводород) может находиться только во вращат. состояниях с нечётным моментом, а при $S=0$ (параводород) — только с чётным. Расчёты строения и свойств молекул на основе К. м. являются предметом *квантовой химии*.

Обменное взаимодействие играет существ. роль во мн. явлениях, напр. объясняет ферромагнетизм. В этом случае обменная энергия имеет др. знак, чем в молекуле. Благодаря отталкиванию электронов более низким по энергии оказывается состояние с антисимметричной координатной ф-цией и, следовательно, симметричной спиновой ф-цией (отвечающей параллельной ориентации спинов). Такое же различие имеет место для уровней орто- и парагелия.

Множество явлений в конденсир. телах тесно связано со статистикой образующих их частиц и с обменным взаимодействием. Условие антисимметрии волновой ф-ции для фермионов приводит к тому, что они при большой плотности как бы эффективно отталкиваются друг от друга, даже если между ними не действуют никакие силы. Эти силы отталкивания между электронами (обусловленные принципом Паули) дают осн. вклад в давление сжатого вещества (при давлениях выше неск. сотен млн. атм, когда ядра сближаются настолько, что начинают разрушаться атомные оболочки) и объясняют феномен белых карликов. В то же время между бозонами, к-рые описываются симметричными волновыми ф-циями, возникают как бы силы притяжения: чем больше бозонов находится в к.-л. состоянии, тем больше вероятность перехода др. бозонов системы в это состояние (подобного рода эффекты лежат в основе сверхтекучести и сверхпроводимости, принципа работы лазеров).

Приближённые методы К. м.

Ур-ние Шрёдингера имеет точное аналитич. решение только для огранич. класса систем (важнейшими из к-рых являются осциллятор и водородоподобный атом). В связи с этим особое значение имеют всевозможные приближённые методы К. м.

Довольно общий приближённый метод К. м.— *возмущений теория*, применимая в случаях, когда дополнит. взаимодействие, рассматриваемое как возмущение, может считаться малым. При этом постановка задачи различна для возмущений, зависящих и не зависящих от времени. В последнем случае с помощью аппарата т. н. стационарной теории возмущений обычно ищут сдвиги дискретных уровней энергии или их расщепления (когда имеется вырождение) и соответствующие волновые ф-ции. Для возмущений, зависящих от времени, обычно ставится задача определения вероятностей переходов между разл. состояниями системы под влиянием возмущения. Между состояниями, принадлежащими сплошному спектру энергии, подобного рода переходы могут возникать и под действием возмущений, не зависящих от времени. В обоих случаях используется т. н. нестационарная теория возмущений. Одним из распространённых применений этой теории к задачам рассеяния является *борновское приближение*.

Для плавно меняющихся потенциалов успешно применяется квазиклассич. приближение, в особенности для вычисления коэф. туннельных переходов и уровней энергии (с помощью правил квантования Бора). Наиб. последоват. способ вычисления коэф. надбарьерного отражения и матричных элементов по быстро осциллирующим квазиклассич. ф-циям даёт аналитич. продолжение квазиклассич. решений в область комплексного переменного. Сходным с квазиклассическим является метод рассмотрения *адиабатических возмущений*. В ряде случаев области применимости квазиклассич. и борновского приближений дополняют друг друга. Так, для кулоновского рассеяния заряж. частицы на ядре условием применимости борновского приближения является $Ze^2/\hbar v \ll 1$, а квазиклассического $Ze^2/\hbar v \gg 1$ (где v — скорость частицы).

Особые трудности вызывает рассмотрение систем с большим числом взаимодействующих частиц (напр., многоатомных молекул или ядер). В этом случае для определения уровней и волновых ф-ций успешно используются в а р и а ц и о н н ы е м е т о д ы расчёта (эффективность к-рых существенно возрастает по мере увеличения мощности используемых ЭВМ). Если в многочастичной системе выделяются «быстрые» и «медленные» движения отд. составляющих, то возможно использование *адиабатического приближения*. Одним из наиб. распространённых способов рассмотрения квантовомеханич. движения в многочастичных системах является метод *самосогласованного поля* (см. также *Хартри — Фока метод*), к-рый особенно эффективен в сочетании с вариац. методами.

Парадоксы К. м.

Если квантовомеханич. переход из одного состояния в другое может осуществляться через разл. промежуточные состояния, то амплитуда перехода представляет собой суперпозицию амплитуд альтернативных движений, или п у т е й п е р е х о д а. При этом вероятность перехода может быть не равна сумме вероятностей переходов по отд. путям (как в случае классич. движения), т. е. в К. м., как отмечалось выше, складываются амплитуды переходов (с их фазами), а не вероятности. В сложении альтернативных движений (или состояний) проявляется отсутствие наглядности квантовомеханич. принципа суперпозиции. И в этом по существу корень всех обсуждавшихся парадоксов К. м. Остановимся на нек-рых из них.

1) Проходит ли фотон сразу через две щели (см. рис. 1)?

Пусть $|S\rangle$ — состояние фотона, выходящего из источника S, а размеры щелей a и b (для простоты) значительно меньше длины волны. Тогда $\langle a|S\rangle$ и $\langle b|S\rangle$ — амплитуды вероятности обнаружить фотон в состояниях $|a\rangle$ и $|b\rangle$, отвечающих попаданию его соответственно в щель a и b. Обозначая амплитуды вероятности попадания фотона из состояния $|a\rangle$ и $|b\rangle$ в произвольную точку экрана x символами $\langle x|a\rangle$ и $\langle x|b\rangle$, можно представить амплитуду перехода фотона из источника S в точку x в виде суммы:

$$\langle x\,|\,S\rangle = \langle x\,|\,a\rangle\,\langle a\,|\,S\rangle + \langle x\,|\,b\rangle\,\langle b\,|\,S\rangle = \varphi_1 + \varphi_2, \quad (84)$$

где φ_1, φ_2 обозначены первый и второй члены в сумме. Вероятность w_{xS} попадания фотона в точку x может быть представлена в виде:

$$w_{xS} \stackrel{4}{=} |\,\varphi_1 + \varphi_2\,|^2 = |\,\varphi_1\,|^2 + |\,\varphi_2\,|^2 + (\varphi_1^*\varphi_2 + \varphi_1\varphi_2^*). \quad (85)$$

Первые два члена в (85) неотрицательны и совпадают с вероятностями попадания в точку x классич. частицы, движущейся соответственно по траекториям Sax и Sbx. Третий член — интерференционный, возникающий из-за того, что в (84) складываются амплитуды двух альтернативных переходов. Интерференц. член может обратить в нуль вероятность w_{xS} даже в том случае, когда $|\varphi_1|^2 \neq 0$ и $|\varphi_2|^2 \neq 0$. При $\lambda \to 0$ интерференц. член быстро осциллирует с изменением координаты точки x, так что его ср. значение, взятое по малой окрестности δx, обращается в нуль и вероятность w_{xS} совпадает с тем, что даёт классич. представление о движении частиц по определ. траекториям. В условиях же, когда наблюдается интерференц. картина, в амплитуде (84) обязательно присутствуют альтернативные пути перехода: понятие определ. траектории теряет смысл. Поскольку амплитуда вероятности описывает движение отд. частицы, выражение (84) подразумевает, что в терминах амплитуды вероятности частица одновременно проходит через две щели — a и b. Это противоречит корпускулярным представлениям. Избежать формально логич. противоречия (возможность для частицы пройти одновременно двумя путями) позволяет вероятностная интерпретация.

Подчеркнём, что К. м., основываясь на понятии наблюдаемой физ. величины, в состоянии отвечать лишь на такие вопросы, к-рые могут быть сформулированы в терминах определённой (хотя бы мысленной) измерит. процедуры. Поэтому вопрос о том, проходит ли частица сразу через две щели, формулируется так: возможно ли зарегистрировать одноврем. прохождение частицы через эти щели? Такая постановка вопроса предполагает наличие детекторов, регистрирующих прохождение частицы. В соответствии с корпускулярными представлениями для каждой частицы, испущенной источником, будет срабатывать лишь один детектор (с вероятностями $|\langle a|S\rangle|^2$ и $|\langle b|S\rangle|^2$, т. е. зарегистрировать прохождение частицы одновременно через две щели не удастся. Но фиксация щели, через к-рую прошла частица, т. е. фиксация её траектории, оставляет в амплитуде (84) лишь один член. Поэтому статистич. распределение частиц на экране после прохождения большого их числа будет отвечать классич. распределению $|\varphi_1|^2 + |\varphi_2|^2$. Т. о., попытка определить траекторию частицы является таким вмешательством в процесс, к-рое ликвидирует интерференцию.

Для интерференции существенно наличие неск. возможных путей перехода из нач. состояния в конечное. Это относится не только к дифракции на двух щелях. Так, взаимная компенсация амплитуд перехода $K^0 \rightleftarrows \bar{K}^0$ (см. *К-мезоны*) через промежуточные состояния кварк-антикварков $u\bar{u}$, $u\bar{c}$, $\bar{u}c$, $c\bar{c}$ объяснила в механизме Глэшоу — Илиопулоса и Майани наблюдаемую разность масс короткоживущих и долгоживущих каонов и поэтому явилась в своё время одним из наиб. веских теоретич. аргументов в пользу гипотезы существования c-кварков (см. *Электрослабое взаимодействие*).

2) Волновая ф-ция частицы в конфигурац. представлении является решением ур-ния Шрёдингера вместе с граничными условиями, накладываемыми физ. соображениями. При этом движение частицы не определяется локальным действием на неё силовых полей. В К. м. существует (исчезающее в классич. пределе) нелокальное воздействие на частицу. Этот эффект также трудно понять, исходя из классич. представлений. Пусть, напр., в потенц. яме радиуса a существует уровень с небольшой энергией связи ε. Тогда вне ямы волновая ф-ция должна убывать по закону $\psi \sim \exp\{-(\sqrt{2m\varepsilon}/\hbar)r\}$, и характерный радиус области, в к-рой движется частица, $r_0 \sim \hbar/\sqrt{2m\varepsilon}$, может при достаточно малом ε значительно превышать радиус действия сил a: $r_0 > a$ (подобная ситуация осуществляется в дейтроне). Такая возможность частице уходить на расстояния, где на неё уже не действуют никакие силы, и вместе с тем обладать финитным движением — характерный квантовомеханич. эффект, необъяснимый с точки зрения классич. механики. Аналогичным образом в К. м. возникает явление резонансного рассеяния. Эфф. сечение в этом случае имеет порядок $\pi\lambda^2$, где λ — де-бройлевская длина волны рассеиваемой частицы; при малых энергиях оно может значительно превышать «геом.» сечение πa^2 (a — радиус действия сил). Одно из проявлений нелокального характера силового воздействия в К. м. — *Аронова — Бома эффект*.

3) Принципиальное значение для понимания интерпретации К. м. имело рассмотрение *Эйнштейна — Подольского — Розена парадокса*, заключающегося в том, что, согласно К. м., возможны корреляции между разл. измерениями, проводимыми в разных точках, разделённых пространственноподобными *интервалами* (что, согласно *относительности теории*, казалось бы, исключает возможность к.-л. корреляции). Подобного рода корреляции возникают потому, что результат измерений в к.-л. одной точке меняет информацию о системе и позволяет предсказывать результаты измерения в др. точке (без участия к.-л. материального носителя, к-рый должен был бы двигаться со сверхсветовой скоростью, чтобы обеспечить влияние одного измерения на другое).

Возможность проверить количественно при измерении указанных корреляций отличие предсказаний К. м. от предсказаний любой теории со скрытыми параметрами (в рамках спец. теории относительности) была указана Дж. Беллом (J. Bell) в 1964 (см. *Белла неравенства*). Эксперим. проверка неравенства Белла свидетельствует в пользу принятой интерпретации К. м. Общая теорема о невозможности нестатистич. интерпретации К. м. (при условии сохранения одного из её положений — соответствия между физ. величинами и операторами) была доказана в 1927 Дж. фон Нейманом (J. von Neumann).

Лит.: **Классические труды** — Гейзенберг В., Физические принципы квантовой теории, пер. с нем., Л.— М., 1932; Паули В., Общие принципы волновой механики, пер. с нем., М.— Л., 1947; Дирак П., Принципы квантовой механики, пер. с англ., 2 изд., М., 1979; Неймаи И., Математические основы квантовой механики, пер. с нем., М., 1964; **Учебники** — Блохинцев Д. И., Основы квантовой механики, 6 изд., М., 1983; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика. Нерелятивистская теория, 3 изд., М., 1974; Шифф Л., Квантовая механика, пер. с англ., 2 изд., М., 1959; Давыдов А. С., Квантовая механика, 2 изд., М., 1973; Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М., Квантовая механика, пер. с англ., М., 1978; Мессиа А., Квантовая механика, пер. с франц., т. 1—2, М., 1978—79; Джеммер М., Эволюция понятий квантовой механики, пер. с англ., М., 1985.

С. С. Герштейн, В. Б. Берестецкий.

КВАНТОВАЯ ОПТИКА — раздел оптики, изучающий статистич. свойства световых полей и квантовое проявление этих свойств в процессах взаимодействия света с веществом. Представление о квантовой структуре излучения введено М. Планком (M. Planck) в 1900. Световое поле, как и любое физ. поле, в силу своей квантовой природы является объектом статистическим, т. е. его состояние определяется в вероятностном смысле. С 60-х гг. началось интенсивное изучение статистич.

свойств оптич. диапазона эл.-магн. излучения, связанное с рядом причин. Во-первых, создание лазеров открыло возможность формирования световых полей с разл. статистич. свойствами — принципиально новых физ. объектов. (Долазерные источники света по своим статистич. свойствам подобны генераторам шума, имеющим гауссово распределение.) Далее, квантовый процесс спонтанного рождения фотонов является неустранимым источником существенных флуктуаций полей, изучаемых К. о.; наконец, сама регистрация света фотоприёмниками — фотоотсчёты — представляет собой дискретный квантовый случайный процесс.

Кроме этих неустранимых и специфич. для К. о. квантовых причин стохастичность световых полей могут обусловить разл. другие, напр. техн. шумы генераторов излучения, рассеяние света в среде и т. п.

Ещё одна особенность К. о. состоит в её взаимосвязи с *нелинейной оптикой*: с одной стороны, в нелинейных оптич. процессах происходит изменение статистич. свойств светового поля, с другой — статистика поля влияет на протекание нелинейных процессов.

Одна из осн. задач К. о.— определение состояния светового поля. Её решение практически возможно только в огранич. форме даже для монохроматич. поля, т. к. даже оно имеет бесконечное число степеней свободы, напр. состояний с произвольным числом фотонов. По этой причине реально исследуются частные характеристики светового поля, подобные тем, какие изучаются в статистич. физике.

В К. о. состояние поля и картина его флуктуаций описываются *корреляционными функциями*, или полевыми корреляторами. Они определяются как квантовомеханич. средние от операторов поля (см. также *Квантовая теория поля*).

Простейшими характеристиками поля являются его спектр и ср. интенсивность. Эти характеристики находят из опытов, напр. интенсивность света — по измерениям скорости фотоэмиссии электронов в ФЭУ. Теоретически эти величины описываются (без учёта поляризации поля) полевым коррелятором

$$G^{1,1}(x_1,\ x_2)=\langle\hat{E}^+(x_1)\,\hat{E}^-(x_2)\rangle,$$

в к-ром $\hat{E}^+(x)$ и $\hat{E}^-(x)$ — эрмитово сопряжённые составляющие оператора электрич. поля $\hat{E}(x)=\hat{E}^+(x)+\hat{E}^-(x)$ в пространственно-временной точке $x\equiv(\boldsymbol{r},\ t)$. Оператор $\hat{E}^-$ выражается через $\hat{a}_k$ — оператор уничтожения (см. *Вторичное квантование*) фотона «k»-й моды поля $U_k(\boldsymbol{r})$:

$$\hat{E}^-(\boldsymbol{r},\ t)=i\sum_k\sqrt{\hbar\omega_k/2}\;U_k(\boldsymbol{r})\,\hat{a}_k e^{-i\omega_k t}.$$

Соответственно этому $\hat{E}^+$ выражается через оператор рождения $\hat{a}_k^+$. Знак $\langle\ldots\rangle$ обозначает квантовое усреднение по состояниям поля, а если рассматривается его взаимодействие с веществом, то и по состояниям вещества.

Только в частных случаях (напр., в гауссовых полях) полная информация о состоянии поля содержится в корреляторе $G^{1,1}(x_1,\ x_2)$. В общем случае детальное определение состояния поля требует знания корреляц. ф-ций более высоких порядков (рангов). Стандартной формой корреляторов, обусловленной её связью с регистрацией поглощения фотонов, принята нормально-упорядоченная:

$$G^{n,m}(x_1,\ \ldots,\ x_n;\ y_1,\ \ldots,\ y_m)=$$
$$=\langle\hat{E}^+(x_1)\ldots\hat{E}^+(x_n)\hat{E}^-(y_1)\ldots\hat{E}^-(y_m)\rangle,$$

в к-рой все n операторов рождения $\hat{E}^+$ стоят левее всех m операторов уничтожения $\hat{E}^-$. Порядок коррелятора равен сумме $n+m$.

Практически удаётся исследовать корреляторы невысоких порядков. Чаще всего это коррелятор $G^{2,2}(x_1,x_2;\ x_2,x_1)$, к-рый характеризует флуктуации интенсивности излучения, его находят из экспериментов по совместному счёту фотонов двумя детекторами. Подобно этому определяется коррелятор $G^{n,n}(x_1,\ \ldots x_n;\ x_n,\ldots x_1)$ из регистрации отсчётов фотонов n приёмниками или из данных n-фотонного поглощения.

Определение $G^{n,m}$ с $n\neq m$ возможно только в нелинейных оптич. экспериментах. В стационарных измерениях условие неизменности коррелятора $G^{n,m}$ во времени требует выполнения закона сохранения энергии:

$$\sum_{j=1}^{n}\hbar\omega_j^+=\sum_{j=1}^{m}\hbar\omega_j^-,$$

где $\omega^\pm$ частоты гармоник операторов $\hat{E}^\pm(x)$ соответственно. В частности, $G^{2,1}$ находят из пространственной картины интерференции трёхволнового взаимодействия в процессе уничтожения одного и рождения двух квантов (см. *Взаимодействие световых волн*).

Из нестационарных корреляторов особый интерес представляет $G^{0,1}(x)$, определяющий напряжённость квантового поля. Величина $|G^{0,1}(x)|^2$ даёт значение интенсивности поля только в спец. случаях, в частности для когерентных полей.

Одной из наиб. полных характеристик поля, определяемых экспериментально, является функция пространственно-временного распределения числа отсчётов $p(n,T)$ — вероятность реализации точно n фотоотсчётов в интервале времени T. Эта характеристика содержит в себе скрытую информацию о корреляторах произвольно высоких порядков. Выявление скрытой информации, в частности определение ф-ции распределения интенсивности излучения источником, составляет предмет т. н. обратной задачи счёта фотонов в К. о. Счёт фотонов —эксперимент, имеющий принципиально квантовую природу, что отчётливо проявляется, когда интенсивность I регистрируемого поля не флуктуирует. Даже в этом случае его действие вызывает случайную во времени последовательность фотоотсчётов с *Пуассона распределением*

$$p(n,T)=\frac{(\beta IT)^n}{n!}e^{-\beta IT},\qquad(*)$$

где β — характеристика чувствительности фотодетектора, т. н. его эффективность.

Т. к. реально невозможно полно определить состояние поля, то обычно считается, что результаты экспериментов свидетельствуют в пользу к.-л. из моделей поля. Наиб. распространёнными среди них в К. о. являются модели когерентного излучения, теплового излучения, их суперпозиции и нек-рые др. Характерные различия между полями проявляются часто уже во флуктуациях их интенсивности, определяемых нормированным коррелятором:

$$g(x_1,\ x_2)=\frac{G^{2,2}(x_1,x_2;\ x_2,\ x_1)}{G^{1,1}(x_1,\ x_1)\,G^{1,1}(x_2,\ x_2)}.$$

Значение $g(x_1,\ x_2)$ стремится к 1 по мере разнесения пространственно-временных точек x_1 и x_2, что соответствует статистич. независимости фотоотсчётов в них. При совмещении точек $x_1=x_2=x$ отличие $g(x,\ x)$ от единицы $(g-1)$ характеризует уровень флуктуаций интенсивности излучения и проявляется в различии чисел совпадений фотоотсчётов, полученных при одновременной и независимой их регистрации двумя детекторами. Флуктуации интенсивности одномодового поля характеризуются величиной

$$g=\frac{\langle\hat{a}^+\hat{a}^+\hat{a}\hat{a}\rangle}{\langle a^+a\rangle^2},$$

где усреднение удобно проводить по состояниям $|n\rangle$ (см. *Вектор состояния*) с *матрицей плотности*

$$\hat{\rho}=\sum_n P_n\,|n\rangle\langle n|,$$

в к-рой P_n — вероятность реализации моды поля в состоянии с n фотонами. Для теплового излучения вероятность P_n задана *Бозе — Эйнштейна статистикой*:

$$P_n = \frac{\bar{n}^n}{(1+\bar{n})^{n+1}},$$

где ср. число фотонов в моде

$$\bar{n} = (e^{\hbar\omega/kT} - 1)^{-1}.$$

Это сильно флуктуирующее поле, для к-рого $g=2$. Оно характеризуется положит. корреляцией $g-1>0$ в одновременной регистрации двух фотонов. Такие случаи флуктуации интенсивности, когда $g>1$, наз. в К. о. группировкой фотонов.

Пример полей с нулевой корреляцией $g-1=0$ представляют поля, находящиеся в т. н. *когерентных состояниях*, у к-рых

$$P_n = \frac{\bar{n}^n}{n!} e^{-\bar{n}}.$$

Этот специально выделенный в К. о. класс полей с нефлуктуирующей интенсивностью генерируется, напр., движущимися классически электрическими зарядами. Когерентные поля наиб. просто описываются в т. н. $P(\alpha)$-представлении Глаубера (см. *Квантовая когерентность*). В этом представлении

$$g = 1 + \frac{\int P(\alpha)(|\alpha|^2 - \langle|\alpha|^2\rangle)^2 \, d^2\alpha}{\int P(\alpha)\,|\alpha|^2 \, d^2\alpha}, \qquad (**)$$

где

$$d^2\alpha = d(\mathrm{Re}\,\alpha)\, d(\mathrm{Im}\,\alpha) \quad \text{и} \quad \langle|\alpha|^2\rangle = \int |\alpha|^2 P(\alpha)\, d^2\alpha = \bar{n}.$$

Выражение (**) может рассматриваться как соответствующее классич. выражение для g, в к-ром $P(\alpha)$ считается ф-цией распределения комплексных амплитуд α классич. поля и для к-рого всегда $P(\alpha)>0$. Последнее приводит к условию $g>1$, т. е. к возможности в классич. полях только группировки. Это объясняется тем, что флуктуации интенсивности классич. поля вызывают одновременно одинаковое изменение фотоотсчётов в обоих фотодетекторах.

Когерентные поля, как классические, так и квантовые, задаются плотностью вероятности

$$P(\alpha) = \delta^2(\alpha - \alpha_0) = \delta[\mathrm{Re}\,(\alpha-\alpha_0)]\,\delta[\mathrm{Im}\,(\alpha-\alpha_0)] -$$

двумерной δ-ф-цией в комплексной плоскости α. Тепловые классич. поля характеризуются положит. ф-цией $P(\alpha) = (\pi\bar{n})^{-1} e^{-|\alpha|^2/\bar{n}} > 0$ (что и описывает группировку в них). Для квантовых полей $P(\alpha)$ — ф-ция вещественная, но в конечной области аргумента α она может принимать отрицат. значение, тогда она представляет т. н. плотность квазивероятности.

Статистика фотоотсчётов у полей с точно заданным числом $N>1$ фотонов в моде $P_n = \delta_{nN}$ (δ_{nN} — *Кронекера символ*) является существенно неклассической. Для этого состояния $g = 1 - 1/N$, что соответствует отрицат. корреляции: $g-1<0$. Такие случаи наз. в К. о. антигруппировкой фотонов, к-рую можно объяснить тем, что поглощение фотона одним из детекторов уменьшает вероятность фотоотсчёта в другом. Эффект антигруппировки наблюдается и в свете, резонансно рассеянном одним атомом. В этом случае регистрируемые кванты спонтанно рождаются в среднем через определ. интервалы времени и вероятность одновремен. рождения двух квантов равна нулю, что и даёт нулевую вероятность их одновремен. регистрации.

Группировка и антигруппировка фотонов могут быть совместным свойством одного поля и могут проявиться как то или другое в зависимости от времени задержки между регистрацией фотоотсчётов двумя детекторами в эксперименте счёта совпадений.

Группировка и антигруппировка фотонов проявляются и в виде отличия формы распределения числа отсчётов от распределения Пуассона (*), свойственного когерентным полям. Группировка проявляется в тенденции к сгущению фотоотсчётов, антигруппировка — в более равномерном, чем пуассоновское, распределении во времени.

Исследование статистич. квантовых свойств излучения, таких, как, напр., группировка и антигруппировка, представляет не только самостоят. интерес, но и позволяет определить особенности физ. процессов в веществе, взаимодействующем с излучением. В К. о. наиб. широко исследуется статистика рассеянного света: изучается влияние состояния поля на нелинейные, в частности *многофотонные процессы*.

К. о. находит всё более широкую область применения. Так, напр., в связи с проектированием оптич. системы для регистрации гравитац. волн и постановкой т. н. невозмущающих оптич. экспериментов, в к-рых уровень флуктуаций, в т. ч. квантовых, сводится к минимуму, внимание исследователей привлекают такие состояния поля, наз. «сжатыми», в к-рых флуктуации интересующей величины (подобной интенсивности или фазе идеально стабилизированного лазера) могут быть в принципе сведены до нуля.

Лит.: Глаубер Р., Оптическая когерентность и статистика фотонов, в кн.: Квантовая оптика и квантовая радиофизика, пер. с англ. и франц., М., 1966; Клаудер Дж., Сударшан Э., Основы квантовой оптики, пер. с англ., М., 1970; Перина Я., Когерентность света, пер. с англ., М., 1974; Спектроскопия оптического смешения и корреляция фотонов, под ред. Г. Камминса, Э. Пайка, пер. с англ., М., 1978; Клышко Д. Н., Фотоны и нелинейная оптика, М., 1980; Кросиньяни Б., Ди Порто П., Бертолотти М., Статистические свойства рассеянного света, пер. с англ., М., 1980.

С. Г. Пржибельский.

КВА́НТОВАЯ РАДИОФИ́ЗИКА — то же, что *квантовая электроника*.

КВА́НТОВАЯ ТЕО́РИЯ ГРАВИТА́ЦИИ — квантово-полевая теория *гравитационного взаимодействия*. Поскольку гравитац. взаимодействие универсально (в нём одинаково участвуют все виды материи, независимо от их конкретных свойств), то считается, что построение полной, законченной К. т. г. неотделимо от построения единой квантовой теории всех физ. полей. Такая единая теория ещё не создана, и в настоящее время под общим термином «К. т. г.» объединяют несколько более частных и относительно самостоят. направлений: квантовую теорию собственно гравитации, теорию негравитац. квантовых полей в искривлённом пространстве-времени, квантовую космологию и квантовую теорию *чёрных дыр*, квантовую *супергравитацию* и многомерные единые теории поля. Предполагается, что эти направления в будущем сольются и станут частями полной К. т. г. Особенностью развития К. т. г. является то, что она носит пока чисто теоретич. характер и не опирается на лаб. эксперименты или астр. данные. Это обусловлено тем, что в наблюдаемых процессах во Вселенной и в лаб. условиях квантовые эффекты, связанные с гравитацией, чрезвычайно малы. К. т. г. строится по образу квантовой теории др. полей материи, в особенности *Янга — Миллса полей*, и исходя из условия согласованности с ними.

Квантовая теория собственно гравитации (обычно наз. К. т. г.) основана на квантовании классич. теории гравитац. взаимодействия — *общей теории относительности* Эйнштейна (ОТО). Наиб. ясность достигнута в случае, когда гравитац. поле слабое. При этом метрич. тензор искривлённого пространства-времени, определяющий все его геом. свойства, имеет вид

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}, \qquad (1)$$

где μ, $\nu=0$, 1, 2, 3; $\eta_{\mu\nu}=\mathrm{diag}\,(1, -1, -1, -1)$ — метрич. тензор *Минковского пространства-времени*, $|h_{\mu\nu}|\ll 1$. Тогда в первом приближении ОТО сводится к релятивистской теории свободного безмассового поперечного тензорного поля $h_{\mu\nu}$ — *гравитационных волн* — в плоском пространстве-времени. В квантовой теории величины $g_{\mu\nu}$ и $h_{\mu\nu}$ становятся операторами.

Стандартная процедура квантования показывает, что гравитац. волны можно рассматривать как поток квантов — г р а в и т о н о в, представляющих собой нейтральные частицы с нулевой массой покоя и со спином 2 (в единицах $\hbar$). Спиральность гравитона (проекция его спина на направление движения) всегда равна ± 2. Гравитоны подчиняются *Бозе — Эйнштейна статистике* и могут неограниченно накапливаться в одном квантовом состоянии, образуя когерентный конденсат, к-рый представляет собой классич. гравитац. волну.

Аналогично вектор-потенциалу эл.-магн. поля $h_{\mu\nu}$ является *калибровочным полем*: ур-ния поля не изменяются при замене

$$h_{\mu\nu} \longrightarrow h_{\mu\nu} + \frac{\partial a_\mu}{\partial x^\nu} + \frac{\partial a_\nu}{\partial x^\mu}, \qquad (2)$$

где a_μ — произвольное векторное поле. *Калибровочная инвариантность* теории классич. слабого гравитац. поля есть следствие общей ковариантности ОТО (см. *Тяготение*). Соответственно требование калибровочной инвариантности накладывается на квантовую теорию гравитонов, а также (после надлежащего ковариантного обобщения преобразования (2)) на К. т. г. в целом.

Нелинейность ОТО приводит к нелинейности К. т. г.; в след. порядке теории возмущений по $h_{\mu\nu}$ гравитоны начинают взаимодействовать друг с другом и со всеми остальными квантовыми частицами. Типичный процесс — рассеяние гравитона на гравитоне: $g+g \to g+g$; его сечение

$$\sigma \sim l_{Pl}^2 \ (\mathcal{E}/m_{Pl}c^2)^2, \qquad (3)$$

где $m_{Pl}=(\hbar c/G)^{1/2} \approx 10^{-5}$ г, $m_{Pl}c^2 \approx 10^{19}$ ГэВ, G — гравитац. постоянная, $l_{Pl}=\hbar/m_{Pl}c \approx 10^{-33}$ см, $\mathcal{E}$ — полная энергия гравитонов в системе центра инерции ($\mathcal{E} \ll m_{Pl}c^2$). Величины l_{Pl} и m_{Pl} наз. соответственно планковскими длиной и массой, поскольку их впервые ввёл М. Планк (M. Planck), исходя из соображений размерности. Ввиду крайней малости l_{Pl} это сечение ничтожно мало в подавляющем большинстве процессов во Вселенной. Др. процессами такого типа, к-рые интересны с принципиальной точки зрения, являются двухгравитонное рождение пары частица-античастица любого негравитац. квантового поля и обратный процесс двухгравитонной аннигиляции пары: $g+g \rightleftarrows N+\tilde{N}$. Если $\mathcal{E} \geqslant m_N c^2$, где m_N — масса покоя частицы N, то сечение обоих процессов также даётся ф-лой (3). Т. о., на квантовом уровне обнаруживается взаимопревращаемость всех видов материи, включая гравитац. поле.

Из-за наличия калибровочной симметрии поле $h_{\mu\nu}$ содержит лишние степени свободы, соответствующие нефиз. значениям спиральности 0, ± 1. Поэтому, как и в случае эл.-магн. поля, возможны два способа квантования: каноническое и ковариантное. В первом случае для построения К. т. г. используется нековариантный *гамильтонов формализм*. При этом релятивистская ковариантность теории нарушается путём выбора некрой системы отсчёта и расщепления единого четырёхмерного пространства-времени на отдельные пространство и время [т. н. (3+1)-расщепление], после чего все нефиз. степени свободы в принципе могут быть исключены. Доказывается, однако, независимость всех физ. результатов от выбора системы отсчёта. Это направление в К. т. г. известно также под назв. к в а н т о в о й г е о м е т р о д и н а м и к и, а его осн. ур-ние, представляющее собой обобщение *Шрёдингера уравнения* на случай гравитац. поля с бесконечным числом степеней свободы, наз. *Уилера — де Витта уравнением*. При ковариантном квантовании гравитац. поля используется *лагранжев формализм*, к-рый позволяет сохранить релятивистскую ковариантность на всех этапах вычислений. Нефиз. степени свободы не исключаются явно, но их вклад во все физ. процессы компенсируется введением вспомогат. полей (т. н. *Фаддеева — Попова дýхов*), обладающих неправильной связью спина со статистикой. Доказана формальная эквивалентность канонич. и ковариантного квантования во всех порядках по $h_{\mu\nu}$.

Однако практич. расчёт физ. процессов в высших порядках теории возмущений по $h_{\mu\nu}$, для к-рых *Фейнмана диаграммы* содержат более одной замкнутой гравитонной петли (замкнутая петля изображает пару виртуальных гравитонов), оказывается невозможным из-за н е п е р е н о р м и р у е м о с т и К. т. г., основанной на лагранжиане ОТО. Причина этой фундам. трудности в том, что в лагранжиан ОТО (после его деления на $\hbar$) входит размерная константа l_{Pl}^2. Поэтому диаграммы, содержащие всё большее кол-во гравитонных петель, формально приводят к появлению бесконечного числа расходящихся *радиационных поправок* к лагранжиану ОТО, к-рые нельзя устранить *перенормировкой*. Если ограничиваться расчётом только тех диаграмм Фейнмана, в к-рых внеш. гравитонные линии лежат на массовой поверхности, т. е. соответствуют реальным гравитонам (удовлетворяющим классич. ур-ниям Эйнштейна в пустоте $R_{\mu\nu}=0$, где $R_{\mu\nu}$ — т. н. *Риччи тензор*, выражающийся через $g_{\mu\nu}$ и его первые и вторые производные по координатам), то диаграммы, содержащие только одну гравитонную петлю, оказываются конечными ввиду обращения в нуль всех возможных общековариантных *контрчленов* в данном порядке. Поэтому К. т. г. на массовой поверхности конечна в однопетлевом приближении. Начиная с диаграмм Фейнмана, имеющих две гравитонные петли, К. т. г. не является конечной даже на массовой поверхности.

В настоящее время рассматриваются три подхода к проблеме неперенормируемости К. т. г. Первый из них связан с переходом к квантовой супергравитации и с надеждой найти такую теорию, к-рая, несмотря на наличие размерной константы в лагранжиане, окажется к о н е ч н о й на массовой поверхности. Из-за наличия дополнит. симметрии число расходимостей в квантовой супергравитации уменьшается. В частности, уже простейшая её разновидность — т. н. $N=1$ супергравитация, содержащая в дополнение к гравитону безмассовую фермионную спиральную частицу со спином $^3/_2$ (*гравитино*), оказывается конечной на массовой поверхности в двухпетлевом приближении (вследствие обращения в нуль всех возможных обще- и суперковариантных контрчленов). Пока не удалось построить ни одного варианта квантовой супергравитации, для к-рого была бы доказана конечность в трёхпетлевом приближении. Осн. надежды здесь связываются с наиб. симметричным и богатым физ. полями вариантом — $N=8$ супергравитацией. Другой, альтернативный подход основан на видоизменении ОТО путём добавления в её лагранжиан квадратичных по тензору Риччи общековариантных членов. Коэффициенты при этих членах оказываются безразмерными, так что эта процедура ведёт к построению п е р е н о р м и р у е м о й К. т. г. Как и в др. перенормируемых квантовых теориях, для констант связи этого варианта К. т. г. можно написать ур-ния *ренормализационной группы*. Возникающая в результате этого зависимость констант связи от энергии отвечает (при соответствующем выборе знака констант) случаю *асимптотической свободы* (как и для полей Янга — Миллса), т. е. константы логарифмически убывают с ростом энергии $\mathcal{E}$ при $\mathcal{E} \gg m_{Pl}c^2$. В такой К. т. г., помимо обычного гравитона, содержатся ещё две массивные универсально взаимодействующие частицы: со спином 0 и со спином 2 (на классич. уровне это соответствует тому, что ур-ния теории представляют собой дифференц. ур-ния четвёртого порядка для $g_{\mu\nu}$). Массы покоя этих частиц порядка m_{Pl}, умноженной на безразмерные константы связи. Учёт радиац. поправок приводит к нестабильности массивных частиц: они могут распадаться на пару гравитонов или пару частица-античастица любых квантовых негравитац. полей. Массивная частица со спином 2 представляет собой

осн. трудность для данного подхода: она является или *тахионом* (масса покоя мнимая), или, при др. знаке соответствующей константы связи, духом, а именно её масса действительна (если пренебречь возможностью распада), но энергия отрицательна. Пока неизвестно, ведёт ли существование такой частицы к к.-л. неприемлемым физ. следствиям.

Третий подход связан с идеей построения квантовой теории всех взаимодействий (включая гравитационное) без *ультрафиолетовых расходимостей* на основе нелокальных фундам. объектов — *суперструн*. Доказано, что в низкоэнергетическом ($\mathcal{E} \ll m_{Pl}c^2$) пределе теории суперструн возникает ОТО с гравитонами. Квантовые поправки к ОТО, к-рые должны вытекать из теории суперструн, ещё не рассчитаны количественно.

В любом варианте К. т. г. следует ожидать, что на масштабах порядка l_{Pl} относит. квантовые флуктуации метрич. тензора $g_{\mu\nu}$ становятся порядка единицы, в результате чего понятие классич. геометрии пространства-времени теряет смысл. В этих условиях, возможно, испытывает сильные флуктуации также и топология пространства-времени (в классич. ОТО топология задаётся как нач. условие и не изменяется с течением времени). При усреднении по масштабам $l \gg l_{Pl}$ эти флуктуации сглаживаются.

Теория негравитационных квантовых полей в искривлённом пространстве-времени. Это направление в К. т. г. занимается исследованием методов квантования негравитац. полей на фоне классич. гравитац. поля (к-рое описывается метрич. тензором $g_{\mu\nu}$ искривлённого пространства-времени), а также связанных с этим квантовых физ. процессов в сильных гравитац. полях. Гравитац. поле приводит к изменению свойств физ. вакуума квантовых полей; возникают эффекты *поляризации вакуума* и (за исключением нек-рых частных случаев) рождения пар частица-античастица. Эти эффекты не являются специфически гравитационными; аналогичные эффекты имеют место, напр., для электронно-позитронного вакуума во внеш. классич. эл.-магн. поле; разница связана лишь с универсальностью взаимодействия гравитац. поля со всеми физ. квантовыми полями. Важнейшей величиной, характеризующей оба этих эффекта, является ср. значение оператора тензора энергии — импульса квантового поля $\langle \hat{T}^{\nu}_{\mu} \rangle = \langle \Psi | T^{\nu}_{\mu} | \Psi \rangle$ по нек-рому *вектору состояния* $|\Psi\rangle$, к-рый задаётся нач. условиями. Выбор $|\Psi\rangle$ зависит от конкретной задачи. Если пространство-время было плоским при $t \to -\infty$ или его можно считать таковым, то в качестве $|\Psi\rangle$ обычно берут физ. вакуум в пространстве-времени Минковского (при $t \neq -\infty$ это состояние в общем случае уже не является вакуумом из-за эффекта рождения частиц). Для вычисления $\langle \hat{T}^{\nu}_{\mu} \rangle$ необходимо провести регуляризацию расходящихся интегралов (как и обычно в квантовой теории поля; см. *Регуляризация расходимостей*). Доказано, что для произвольного $|\Psi\rangle$ эта регуляризация может быть проведена общековариантным образом и в случае невзаимодействующих квантовых полей сводится к перенормировке четырёх констант в (обобщённом) лагранжиане гравитац. поля: т. н. космологич. постоянной Λ (аддитивной константы в лагранжиане), гравитац. постоянной G и двух безразмерных констант, стоящих перед двумя общековариантными выражениями, квадратичными по тензору Риччи $R_{\mu\nu}$. Теории взаимодействующих квантовых полей, перенормируемые в плоском пространстве-времени, остаются перенормируемыми и в искривлённом классич. пространстве-времени. Перенормировка приводит к изменению структуры $\langle \hat{T}^{\nu}_{\mu} \rangle$ по сравнению с тензором энергии-импульса классич. теории. В частности, возникает т. н. конформная аномалия: тензор $\langle \hat{T}^{\nu}_{\mu} \rangle$ может иметь ненулевой след, даже если след классич. тензора энергии — импульса был равен нулю.

Поскольку гравитац. постоянная G не входит в ур-ния движения физ. полей в искривлённом пространстве-времени, то она не входит и в $\langle \hat{T}^{\nu}_{\mu} \rangle$. Поэтому характерной длиной для квантовой теории полей в искривлённом пространстве-времени является не l_{Pl}, а связанная с интенсивностью гравитац. поля длина $l_g = (R_{\mu\nu\rho\sigma}R^{\mu\nu\rho\sigma})^{-1/4}$, где $R_{\mu\nu\rho\sigma}$ — Римана *кривизны тензор*. В большинстве интересных для приложений случаев (сюда относятся, в частности, метрики космологич. моделей и метрики чёрных дыр в окрестности их *гравитационного радиуса*) масштаб, на к-ром гравитац. поле существенно изменяется, также $\sim l_g$. Тогда условие $l_g \ll l_{Pl}$ есть условие возможности классич. описания гравитац. поля. Вклад в $\langle \hat{T}^{\nu}_{\mu} \rangle$ от эффектов поляризации вакуума и рождения пар частиц в общем случае разделить нельзя; как показывает расчёт, типичная величина плотности вакуумной энергии квантовых полей с массой покоя частиц $m \ll \hbar/cl_g$ (в т. ч. безмассовых) оказывается порядка

$$\varepsilon_{\text{вак}} = \langle \hat{T}^{0}_{0} \rangle \sim \hbar c / l_g^4. \qquad (4)$$

Если рождение частиц не подавлено к.-л. спец. симметрией пространства-времени, то при $m \ll \hbar/cl_g$ энергия рождающихся частиц $\mathcal{E} \sim \hbar c/l_g$, а локальная скорость изменения плотности числа частиц (n) за счёт их рождения (при усреднении по пространственно-временным масштабам, много большим l_g) равна

$$\frac{1}{V\overline{-g}} \frac{d\,(V\overline{-g}\,n)}{dt} \sim c l_g^{-4}, \quad g = \mathrm{Det}\,(g_{\mu\nu}). \qquad (5)$$

В противоположном случае $m \gg \hbar/cl_g$ рождение частиц экспоненциально подавлено, а вакуумный тензор энергии—импульса определяется только поляризацией вакуума, $\varepsilon_{\text{вак}} \sim \hbar^3/c^2 l_g^6$. Методы теории квантовых полей в искривлённом пространстве-времени находят практич. приложение для расчёта физ. эффектов в квантовой космологии и квантовой теории чёрных дыр.

Квантовая космология представляет собой применение К. т. г. (гл. обр. теории негравитац. квантовых полей в искривлённом пространстве-времени) к нач. стадиям расширения Вселенной вблизи сингулярности. Наиб. важным достижением квантовой космологии является построение конкретных моделей (сценариев) т. н. инфляционной (раздувающейся) Вселенной, в к-рых Вселенная на раннем этапе своей эволюции проходила через стадию экспоненц. расширения (называемой также де-ситтеровской, поскольку метрика пространства-времени при этом приближённо совпадает с метрикой де Ситтера, описывающей пространство-время постоянной кривизны; см. *Де Ситтера пространство-время*). Сценарий раздувающейся Вселенной позволяет объяснить осн. крупномасштабные свойства наблюдаемой в настоящее время части Вселенной (в частности, высокую степень её однородности и изотропии, см. *Космология*), исходя только из гипотезы о прохождении Вселенной через де-ситтеровскую стадию в прошлом. Радиус четырёхмерной кривизны l_g на этой стадии либо постоянен, либо медленно изменяется от значения l_{Pl} до величины порядка $10^5\, l_{Pl}$ в конце стадии. Согласно этому сценарию, в настоящее время кривизна трёхмерного пространства практически равна нулю, так что наблюдаемая часть Вселенной с большой точностью ($\sim 10^{-4}$) находится как раз на границе между открытой и закрытой моделями Фридмана. Полная плотность энергии материи ε должна равняться критической: $\varepsilon_{\text{кр}} = 3c^2H^2/8\pi G$, где H — *Хаббла постоянная*.

Эффекты К. т. г. проявляются в сценарии раздувающейся Вселенной двояким образом. Во-первых, само существование де-ситтеровской стадии может быть обязано квантовым поправкам к ОТО (др. возможная причина экспоненц. расширения — гравитац. отталкивание, вызванное потенц. энергией нек-рого скалярного поля, возникающего в супергравитац. теориях). Во-вторых, разновидностью эффекта рождения частиц яв-

ляется эффект усиления вакуумных квантовых флуктуаций того эфф. скалярного поля, к-рое ответственно за существование де-ситтеровской стадии (см. *Первичные флуктуации* в горячей Вселенной).

Этот эффект приводит к стохастич. эволюции эфф. скалярного поля и метрики пространства-времени на де-ситтеровской стадии, зависимости продолжительности этой стадии от пространств. координат и к генерации возмущений метрики пространства-времени (отклонений от однородности и изотропии), к-рые обусловливают образование галактик и их скоплений. Общее предсказание простейших вариантов сценария раздувающейся Вселенной — независимость среднеквадратичной амплитуды возмущений метрики от длины волны возмущения λ (с точностью до степеней $\ln\lambda$) на стадии, когда $\lambda \gg l_g$. Эти возмущения приводят также к появлению малой анизотропии темп-ры реликтового излучения (см. *Микроволновое фоновое излучение*) $\Delta T(\vartheta, \varphi)/T \sim 10^{-5}$ в мультиполях, начиная с квадруполя и выше (ϑ, φ — углы на небесной сфере). Эта анизотропия, в отличие от наблюдаемой дипольной анизотропии ($\sim 10^{-3}$), не связана с собств. движением Солнца и нашей Галактики. В настоящее время наблюдат. верхний предел на такую анизотропию составляет прибл. $3 \cdot 10^{-5}$. Расчёт показывает, что зависимость среднеквадратичной амплитуды анизотропии $\Delta T/T$ от номера мультиполя l должна иметь вид (после суммирования по всем сферич. гармоникам с данным l)

$$\left(\frac{\Delta T}{T}\right)_l \sim \left[\frac{2l+1}{l(l+1)}\right]^{1/2}, \quad 2 \leqslant l \leqslant 30, \qquad (6)$$

что является решающим тестом на правильность сценария раздувающейся Вселенной (с одним эфф. скалярным полем, ответственным за возникновение де-ситтеровской стадии).

Кроме того, эффект рождения гравитонов на де-ситтеровской стадии приводит к возникновению изотропного нетеплового фона стохастич. гравитац. волн со спектральной плотностью энергии $d\varepsilon_g/d\nu = B\varepsilon_\gamma/\nu$ в интервале частот $10^{-16} \leqslant \nu\,(\text{Гц}) \leqslant 10^{10}$, $B = \text{const} \leqslant 10^{-10}$, где ε_γ — полная плотность энергии реликтового эл.-магн. излучения в настоящее время. Эти гравитац. волны генерируют дополнит. анизотропию $\Delta T/T$, мультипольная зависимость к-рой также должна приближённо иметь вид (6) (с погрешностью $\leqslant 20\%$).

Квантовая теория чёрных дыр занимается гл. обр. исследованием эффектов рождения частиц и поляризации вакуума в гравитац. поле чёрных дыр (ЧД). Осн. результат состоит в том, что невращающаяся ЧД массы M излучает рождённые кванты как термодинамически равновесное (не абсолютно чёрное) тело с темп-рой $T_{\text{ЧД}}$ (масса M выражена в г):

$$kT_{\text{ЧД}} = \hbar c^3/8\pi GM \approx k \cdot 10^{26}\, M^{-1}\,\text{К} \approx \approx 10^{16}\, M^{-1}\,\text{МэВ} \qquad (7)$$

и в результате «испаряет» в окружающее пространство свою массу — энергию [эффект Хокинга (S. Hawking), 1974]. Рождение частиц происходит из-за существования *горизонта событий* ЧД и нестатичности метрики пространства-времени под горизонтом. Излучение рождённых частиц чёрной дырой подчиняется *Кирхгофа закону*. Спектр излучения ЧД близок к чернотельному; отличие связано с тем, что ЧД не является абсолютно поглощающей для падающего на неё излучения (или квантовых частиц) с длиной волны $\geq$ гравитац. радиуса ЧД (излучение частично рассеивается внеш. гравитац. полем ЧД). Для ЧД с массой порядка массы Солнца ($2 \cdot 10^{33}$ г) эффект количественно ничтожен, но важен в принципиальном отношении, т. к. приводит к конечности времени существования ЧД $t_{\text{ЧД}} \approx 10^{-27}\, M^3$ (г) (в секундах). Эффект Хокинга мог бы быть наблюдаем непосредственно для ЧД с малой массой $M \sim 10^{15}$ г, находящихся достаточно близко от Земли. Такие ЧД не могут возникнуть в результате коллапса звёзд, но они могли образоваться на ранних стадиях эволюции Вселенной (т. н. первичные ЧД). Первичные ЧД с нач. массой $M \sim 10^{15}$ г должны были испариться к настоящему моменту, более массивные ЧД остаются практически неизменными. ЧД с $M \sim 10^{15}$ г в стационарном режиме испарения являются источниками γ-излучения и ультрарелятивистских электронов и позитронов с характерными энергиями $\mathcal{E} \approx 5kT_{\text{ЧД}} \sim 50$ МэВ. Мощность, излучаемая таким объектом в виде фотонов, должна быть равна $P_\gamma \approx 6 \cdot 10^8\, (M/10^{15}\,\text{г})^{-2}$ Вт, а в виде $e^\pm$ — в 5 раз больше. С течением времени, вследствие уменьшения массы ЧД, скорость её испарения возрастает. Процесс завершается «квантовым взрывом» ЧД, когда за последнюю секунду её жизни выделяется энергия 10^{23} Дж.

Для вращающейся ЧД кроме эффекта Хокинга существует и др. эффект рождения частиц, связанный с наличием у неё *эргосферы*. Как показывает расчёт, излучение рождённых частиц вращающейся ЧД под суммарным действием обоих эффектов сохраняет тепловой характер с эффективной темп-рой TЧД, к-рая получается из (7) заменой M на $\frac{1}{2} M\,(1 + M/\sqrt{M^2 - a^2})$, $a = Jc/GM < M$, где J — полный угл. момент ЧД.

Квантовые гравитац. эффекты приводят также к кардинальной перестройке внутр. строения вращающихся или электрически заряженных ЧД под их горизонтом событий (при этом исчезают т. н. *Коши горизонты*), к запрету на образование *белых дыр* во Вселенной и к существованию нижнего предела массы у ЧД (в том числе у первичных ЧД): $M > m_{Pl}$. Возможно, что при $M \sim m_{Pl}$ возникают объекты, промежуточные по своим свойствам между ЧД и элементарными частицами, напр. *максимоны* М. А. Маркова.

В настоящее время поиски анизотропии реликтового эл.-магн. излучения с мультипольной зависимостью (6) или излучения от первичных ЧД (если они существуют) являются наиб. перспективными с точки зрения обнаружения первых наблюдаемых следствий эффектов К. т. г.

Многомерные единые теории поля. К К. т. г. непосредственно примыкают многомерные единые теории всех взаимодействий, включая гравитационное. Объединение пространственно-временной симметрии с внутренними (см. *Внутренняя симметрия*) и калибровочными симметриями сильного, эл.-магн. и слабого взаимодействий достигается в этих теориях путём введения искривлённого пространства-времени размерности $4+d$, где d — натуральное число (одна координата является временной, остальные — пространственными). Предполагается, что дополнительные d измерений к.-л. образом компактифицируются в замкнутое d-мерное пространство (в простейшем случае — в d-мерную сферу) с характерными размерами порядка l_{Pl}. Симметрия этого d-мерного пространства определяет симметрию сильного, эл.-магн. и слабого взаимодействий. С точки зрения макроскопич. наблюдателя в четырёхмерном мире, такие теории содержат бесконечное число квантовых полей. При этом кванты тех полей, к-рые не зависят от координат d-мерного пространства, имеют массу покоя $m \ll m_{Pl}$, а остальные являются очень тяжёлыми ($m \gtrsim m_{Pl}$) и не проявляются поэтому в лаб. экспериментах. Первый, простейший вариант такой теории ($d=1$) рассматривался ещё в 20-е гг. Т. Калуцой (Th. Kaluza) и О. Клейном (O. Klein). В настоящее время наиб. интерес представляет 10-мерная теория ($d=6$), к-рая возникает в низкоэнергетич. ($\mathcal{E} \ll m_{Pl}c^2$) пределе более фундам. теории двумерных объектов — *суперструн* (см. *Калуцы-Клейна теория*). Она является конечной в однопетлевом приближении при определ. выборе группы симметрии *великого объединения* сильного, эл.-магн. и слабого взаимодействий и может быть конечной во всех петлях.

Лит.: Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Строение и эволюция Вселенной, М., 1975; Общая теория относительности, под ред. С. Хокинга, В. Израэля, пер. с англ., М., 1983; Биррелл Н., Девис П., Квантованные поля в

искривленном пространстве-времени, пер. с англ., М., 1984; Линде А. Д., Раздувающаяся Вселенная, «УФН», 1984, т. 144, с. 177; Новиков И. Д., Фролов В. П., Физика чёрных дыр, М., 1986. *А. А. Старобинский.*

КВАНТОВАЯ ТЕОРИЯ МНОГИХ ЧАСТИЦ — совокупность теоретич. методов, применяемых для описания квантовомеханич. систем, состоящих более чем из двух частиц. Поскольку *Шрёдингера уравнение* для таких систем не может быть решено точно, речь идёт о приближённых методах.

Ур-ние Шрёдингера при решении квантовомеханич. задач в системах мн. частиц обычно используется в представлении *вторичного квантования*. Координатное и импульсное представления в этом случае менее удобны, поскольку число измерений пространства, в к-ром пишется это ур-ние, растёт с увеличением числа частиц.

Следует различать методы, применяемые для описания систем из конечного числа частиц, и методы описания макроскопич. тел. В первом случае типичной является постановка задачи о нахождении волновых ф-ций и уровней энергии системы. Во втором случае подразумевается переход к «термодинамич. пределу», когда объём тела и число частиц в нём формально устремляются к бесконечности с сохранением конечной плотности числа частиц. Типичной постановкой задачи в этом случае является определение энергии осн. состояния системы и распределения частиц по импульсам, нахождение спектра элементарных возбуждений (*квазичастиц*) и *кинетических коэффициентов* системы.

Основой ряда методов теории мн. частиц является *возмущений теория*, применяемая в случаях, когда потенц. энергия взаимодействия между частицами достаточно мала. Для двух частиц, взаимодействующих посредством потенциала с конечным радиусом действия, условие этой малости состоит в малости амплитуды рассеяния по сравнению с радиусом действия. Для частиц, взаимодействующих по закону Кулона, оно сводится к требованию малости потенц. энергии по сравнению с кинетической на расстоянии порядка длины волны. Формальное применение теории возмущений приводит к выражениям для характеризующих систему величин в виде ряда по целым степеням потенц. энергии. В нек-рых случаях члены этого формального ряда оказываются бесконечными — содержащими расходящиеся интегралы, что обычно свидетельствует об ошибочности предположения о разложимости по целым степеням потенциала, даже при условии применимости теории возмущений для взаимодействия двух частиц. В этом случае для получения конечного результата приходится суммировать бесконечные последовательности наиболее расходящихся членов ряда. Характерным примером является вычисление термодинамич. ф-ций системы заряж. частиц, где для получения конечного результата необходимо учитывать экранировку потенциала каждой из частиц остальными частицами. Др. пример — вычисление энергии осн. состояния слабонеидеального *бозе-газа*, в к-ром отличное от нуля значение энергии возникает только при учёте взаимодействия. В обоих случаях разложение термодинамич. ф-ций системы содержит дробные степени потенциала взаимодействия. Своеобразна ситуация в *сверхпроводниках*, где термодинамич. ф-ции электронного газа содержат экспоненциально малые по потенциалу взаимодействия члены. Эти члены исчезают в любом порядке теории возмущений, однако именно с ними связан сверхпроводящий фазовый переход.

Наиб. совершенной формой теории возмущений является диаграммная техника. Она применяется чаще всего для вычисления ф-ции Грина системы, полюсы к-рой определяют энергии квазичастиц, а интеграл от к-рой по частотам — распределение частиц системы по импульсам (см. *Грина функция* в статистической физике). Каждый член ряда теории возмущений изображается в диаграммной технике в виде совокупности нескольких диаграмм Фейнмана, для аналитич. записи к-рых существуют стандартные правила (см. *Фейнмана диаграммы*). Диаграммная техника оказывается особенно эффективной для упомянутого выше суммирования наиболее расходящихся членов ряда теории возмущений. Разл. диаграммы в одном и том же порядке теории возмущений имеют разл. физ. смысл и могут обладать разной степенью расходимости. Суммирование расходимостей в этом случае сводится к имеющему наглядный физ. смысл выделению определ. графич. последовательностей диаграмм. Важное преимущество диаграммной техники — возможность корректной оценки отброшенных членов и тем самым определения условий применимости сделанных приближений.

Существуют нек-рые возможности вычисления ф-ций Грина без применения теории возмущений. В теории имеются точные соотношения, выражающие ф-ции Грина более низкого порядка через ф-ции более высокого порядка (одночастичную через двухчастичную и т. д.). Если на основании тех или иных физ. соображений удаётся выразить многочастичные ф-ции через одночастичные — произвести «расцепление», то для одночастичной ф-ции получается замкнутое ур-ние, допускающее непосредств. решение. При таком подходе метод ф-ций Грина близок к методу цепочек квантовых ф-ций распределения (см. *Боголюбова уравнения*).

Большие возможности открывает запись ф-ций Грина в виде бесконечнократного *функционального интеграла*. Для приближённого вычисления последнего существуют методы, принципиально отличные от теории возмущений, напр. *перевала метод*.

Если условие применимости теории возмущений для взаимодействия пар частиц не выполняется, но система является настолько разреженной, что амплитуда рассеяния двух частиц мала по сравнению с межчастичным расстоянием, применимо приближение *вириального разложения*. Характеризующие систему физ. величины получаются в виде ряда по степеням плотности числа частиц, причём последоват. члены ряда соответствуют взаимодействию пар, троек и т. д. частиц и выражаются через амплитуды парного рассеяния и амплитуды рассеяния более высоких порядков.

В нек-ром смысле обратная ситуация имеет место в тяжёлых атомах, где создаваемый электронами электрич. потенциал медленно меняется на расстоянии порядка длины волны электрона. Электроны в таком атоме можно рассматривать как квазиклассич. *ферми-газ*, находящийся во внеш. поле, определяющемся самим распределением электронов. Для этого потенциала получается замкнутое ур-ние Томаса — Ферми (см. *Томаса — Ферми метод*).

В том случае, когда при постановке многочастичной задачи не удаётся найти малый параметр, используя малость к-рого можно искать приближённое решение, важную роль играют вариац. методы. Эти методы основаны на том обстоятельстве, что ср. энергия системы, вычисленная для нек-рой нормированной волновой ф-ции, будет минимальна при вычислении по истинной волновой ф-ции осн. состояния. Аналогично волновая ф-ция первого возбуждённого состояния имеет мин. энергию среди всех ф-ций, ортогональных к ф-ции осн. состояния, и т. д. Простейший вариант применения этого метода состоит в подборе нек-рой ф-ции, удовлетворяющей определённым общим требованиям и зависящей от нескольких параметров. Минимизация энергии по этим параметрам может дать достаточно точные результаты, особенно в системе из небольшого числа частиц. Точность зависит при этом от удачного выбора вида «пробной» ф-ции, близкого к виду истинной волновой ф-ции.

В применении к атомным системам хорошую точность даёт метод *самосогласованного поля* (*Хартри — Фока метод*). Этот метод состоит в том, что волновая ф-ция системы электронов записывается в виде линейной комбинации произведений ф-ций, каждая из к-рых зависит от координат только одного электрона. Линейные комбинации подбираются таким образом, чтобы удовлетво-

рить необходимым условиям симметрии, соответствующим, напр., определ. значениям орбитального момента атома. Для самих же одночастичных ф-ций в результате минимизации энергии получается нелинейное ур-ние типа ур-ния Шрёдингера с потенциалом, зависящим от самих волновых ф-ций. Можно сказать, что электрон движется в самосогласованном поле, определяемом всеми остальными электронами. В отличие от уравнения Томаса — Ферми, для этого потенциала, однако, не предполагается применимость *квазиклассического приближения*.

Большие успехи достигнуты при исследовании электронных свойств металлов. Наиб. интерес представляет расчёт энергетич. спектров электронов в зоне проводимости. Важную роль здесь играет метод псевдопотенциала (см. *Зонная теория*). В простейшем варианте этого метода волновые ф-ции электронов заполненных зон принимаются равными волновым ф-циям свободных ионов, а волновые ф-ции электронов в зоне проводимости выбираются в виде линейной комбинации плоских волн и волновых ф-ций заполненных оболочек так, чтобы эти комбинации были ортогональны к волновым ф-циям заполненных оболочек. В результате задача сводится к ур-нию типа ур-ния Шрёдингера, в к-ром, однако, вместо потенциала стоит линейная комбинация обычного самосогласованного потенциала и нек-рого связанного с упомянутой ортогонализацией выражения, зависящего от энергии состояния и волновых ф-ций электронов в ионах. Эту сумму и наз. псевдопотенциалом. Он оказывается относительно малым из-за компенсации указанных двух членов, так что ур-ние можно решать по теории возмущений. Это позволяет получить весьма полную информацию о свойствах конкретных металлов. В частности, малость псевдопотенциала позволила объяснить известную эмпирически близость мн. наблюдаемых свойств электронов в металлах к свойствам невзаимодействующих электронов.

Лит.: Гомбаш П., Проблема многих частиц в квантовой механике, пер. с нем., М., 1952; Абрикосов А. А., Горьков Л. П., Дзялошинский И. Е., Методы квантовой теории поля в статистической физике, М., 1962; Харрисон У., Псевдопотенциалы в теории металлов, пер. с англ., М., 1968; Марч Н., Янг У., Сампантхар С., Проблема многих тел в квантовой механике, пер. с англ., М., 1969; Займан Дж., Современная квантовая теория, пер. с англ., М., 1971; Липкин Г., Квантовая механика, пер. с англ., М., 1977; Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Статистическая физика, ч. 2, М., 1978. *Л. П. Питаевский.*

КВАНТОВАЯ ТЕОРИЯ ПОЛЯ.

Содержание:

1. Квантовые поля 300
2. Свободные поля и корпускулярно-волновой дуализм 301
3. Взаимодействие полей 302
4. Теория возмущений 303
5. Расходимости и перенормировки 304
6. УФ-асимптотики и ренормгруппа 304
7. Калибровочные поля 305
8. Общая картина 307
9. Перспективы и проблемы 307

Квантовая теория поля (КТП) — квантовая теория релятивистских систем с бесконечно большим числом степеней свободы (релятивистских полей), являющаяся теоретич. основой описания микрочастиц, их взаимодействий и взаимопревращений.

1. Квантовые поля

Квантовое (иначе — квантованное) поле представляет собой своеобразный синтез понятий классич. поля типа электромагнитного и поля вероятностей квантовой механики. По совр. представлениям, квантовое поле является наиболее фундаментальной и универсальной формой материи, лежащей в основе всех её конкретных проявлений.

Представление о классич. поле возникло в недрах теории электромагнетизма Фарадея — Максвелла и окончательно выкристаллизовалось в процессе создания спец. теории относительности, потребовавшей отказа от *эфира* как материального носителя эл.-магн. процессов. При этом поле пришлось считать не формой движения к.-л. среды, а специфич. формой материи с весьма непривычными свойствами. В отличие от частиц, классич. поле непрерывно создаётся и уничтожается (испускается и поглощается зарядами), обладает бесконечным числом степеней свободы и не локализуется в определ. точках пространства-времени, но может распространяться в нём, передавая сигнал (взаимодействие) от одной частицы к другой с конечной скоростью, не превосходящей скорости света c.

Возникновение квантовых идей привело к пересмотру классич. представлений о непрерывности механизма испускания и поглощения света и к выводу, что эти процессы происходят дискретно — путём испускания и поглощения квантов эл.-магн. поля — фотонов. Возникшую противоречивую с точки зрения классич. физики картину, когда с эл.-магн. полем сопоставлялись фотоны и одни явления поддавались интерпретации лишь в терминах волн, а другие — только с помощью представления о квантах, называли *корпускулярно-волновым дуализмом*. Это противоречие разрешилось последоват. применением к полю идей квантовой механики. Динамич. переменные эл.-магн. поля — потенциалы $\boldsymbol{A}$, φ и напряжённости электрич. и магн. поля $\boldsymbol{E}$, $\boldsymbol{H}$ — стали квантовыми *операторами*, подчиняющимися определ. *перестановочным соотношениям* и действующими на волновую ф-цию (амплитуду, или *вектор состояния*) системы. Тем самым возник новый физ. объект — квантовое поле, удовлетворяющее ур-ниям классич. электродинамики, но имеющее своими значениями квантовомеханич. операторы.

Вторым истоком общего понятия квантового поля явилась волновая ф-ция частицы $\psi(\boldsymbol{x}, t)$, к-рая является не самостоятельной физ. величиной, а амплитудой состояния частицы: вероятности любых, относящихся к частице физ. величин выражаются через билинейные по ψ выражения. Т. о., в квантовой механике с каждой материальной частицей оказалось связано новое поле — поле амплитуд вероятностей.

Релятивистское обобщение ψ-ф-ции привело П. А. М. Дирака (P. A. M. Dirac) к четырёхкомпонентной волновой ф-ции электрона ψ_α ($\alpha=1, 2, 3, 4$), преобразующейся по спинорному представлению *Лоренца группы*. Вскоре было осознано, что и вообще каждой отд. релятивистской микрочастице следует соотнести локальное поле, осуществляющее нек-рое представление группы Лоренца и имеющее физ. смысл амплитуды вероятности. Обобщение на случай мн. частиц показало, что если они удовлетворяют принципу неразличимости (*тождественности принципу*), то для описания всех частиц достаточно одного поля в четырёхмерном пространстве-времени, являющегося оператором в смысле квантовой механики. Это достигается переходом к новому квантовомеханич. представлению — представлению чисел заполнения (или представлению *вторичного квантования*).

Вводимое таким путём операторное поле оказывается совершенно аналогичным квантованному эл.-магн. полю, отличаясь от него лишь выбором представления группы Лоренца и, возможно, способом квантования. Подобно эл.-магн. полю, одно такое поле соответствует всей совокупности тождественных частиц данного сорта, напр. одно операторное *Дирака поле* описывает все электроны (и позитроны!) Вселенной.

Так возникает универсальная картина единообразного строения всей материи. На смену полям и частицам классич. физики приходят единые физ. объекты — квантовые поля в четырёхмерном пространстве-времени, по одному для каждого сорта частиц или (классич.) полей. Элементарным актом всякого взаимодействия становится взаимодействие неск. полей в одной точке пространства-времени, или — на корпускулярном языке — локальное и мгновенное превращение одних частиц в другие. Классич. же взаимодействие в виде сил,

действующих между частицами, оказывается вторичным эффектом, возникающим в результате обмена квантами поля, переносящего взаимодействие.

2. Свободные поля и корпускулярно-волновой дуализм

В соответствии с кратко очерченной выше общей физ. картиной в систематич. изложении КТП можно отправляться и от полевых, и от корпускулярных представлений.

В полевом подходе надо сначала построить теорию соответствующего классич. поля, затем подвергнуть его квантованию [по образцу квантования эл.-магн. поля В. Гейзенбергом (W. Heisenberg) и В. Паули (W. Pauli)] и, наконец, разработать для получающегося квантованного поля корпускулярную интерпретацию. Основным исходным понятием здесь будет поле $u^a(x)$ (индекс a нумерует компоненты поля), определённое в каждой пространственно-временной точке $x=(ct, \boldsymbol{x})$ и осуществляющее к.-л. достаточно простое представление группы Лоренца. Дальнейшая теория строится проще всего с помощью *Лагранжева формализма*: выбирают локальный [т. е. зависящий лишь от компонент поля $u^a(x)$ и их первых производных $\partial_\mu u^a(x)\equiv \partial u^a/\partial x_\mu \equiv u^a{}_{,\mu}(x)$ ($\mu=0, 1, 2, 3$) в одной точке x] квадратичный пуанкаре-инвариантный (см. *Пуанкаре группа*) *лагранжиан* $L(x)=L(u^a, \partial_\mu u^b)$ и из *наименьшего действия принципа* $\delta S=\delta\int d^4x L(x)=0$ получают уравнения движения. Для квадратичного лагранжиана они линейны — свободные поля удовлетворяют принципу суперпозиции.

В силу *Нётер теоремы* из инвариантности действия S относительно каждой однопараметрич. группы следует сохранение (независимость от времени) одной, явно указываемой теоремой, интегральной ф-ции от u^a и $\partial_\mu u^b$. Поскольку сама группа Пуанкаре 10-параметрична, в КТП обязательно сохраняются 10 величин, к-рые иногда называют фундам. динамич. величинами: из инвариантности относительно четырёх сдвигов в четырёхмерном пространстве-времени следует сохранение четырёх компонент вектора энергии-импульса P_μ, а из инвариантности относительно шести поворотов в 4-пространстве следует сохранение шести компонент момента — трёх компонент трёхмерного момента импульса $M_i=\frac{1}{2}\varepsilon_{ijk}M_{jk}$ и трёх т. н. бустов $N_i=c^{-1}M_{0i}$ ($i, j, k=1, 2, 3$, ε_{ijk} — единичный полностью антисимметричный тензор; по дважды встречающимся индексам подразумевается суммирование). С матем. точки зрения десять фундам. величин — P_μ, M_i, N_i — суть *генераторы группы* Пуанкаре.

Если действие остаётся инвариантным и при выполнении над рассматриваемым полем нек-рых других, не входящих в группу Пуанкаре непрерывных преобразований симметрии — преобразований внутр. симметрий,— из теоремы Нётер следуют тогда существование новых сохраняющихся динамич. величин. Так, часто принимают, что ф-ции поля комплексны, налагают на лагранжиан условие эрмитовости (см. *Эрмитов оператор*) и требуют инвариантности действия относительно глобального *калибровочного преобразования* (фаза α не зависит от x) $u^a(x)\to e^{i\alpha}u^a(x)$, $u^{*a}(x)\to e^{-i\alpha}u^{*a}(x)$. Тогда оказывается (как следствие теоремы Нётер), что сохраняется заряд

$$Q=i\int d^4x\sum_a\left(u^{*a}\frac{\partial L}{\partial u^a_{,0}}-u^a\frac{\partial L}{\partial u^{*a}_{,0}}\right).$$

Поэтому комплексные ф-ции u^a можно использовать для описания заряж. полей. Той же цели можно достичь, расширяя область значений, пробегаемых индексами a, так, чтобы они указывали и направление в изотопич. пространстве, и требуя от действия инвариантности относительно вращений в нём. Заметим, что заряд Q — не обязательно электрич. заряд, это может быть любая, не связанная с группой Пуанкаре сохраняющаяся характеристика поля, напр. *лептонное число*, *странность*, *барионное число* и т. п.

Каноническое квантование, согласно общим принципам квантовой механики, состоит в том, что обобщённые координаты [т. е. (бесконечный) набор значений всех компонент поля $u^1, \ldots, u^N$ во всех точках x пространства в нек-рый момент времени t (при более ухищрённом изложении — во всех точках нек-рой пространственноподобной гиперповерхности σ] и обобщённые импульсы $\pi^b(x, t)=\partial L/\partial\dot{u}^b(x, t)$ объявляют операторами, действующими на амплитуду состояния (вектор состояния) системы, и налагают на них перестановочные соотношения:

$$u^a(x, t)\,\pi^b(y, t)\pm\pi^b(y, t)\,u^a(x, t)=i\hbar\delta^{ab}\delta(x-y), \quad (1)$$

причём знаки «+» или «—» соответствуют квантованию по Ферми — Дираку или Бозе — Эйнштейну (см. ниже). Здесь δ^{ab} — *Кронекера символ*, $\delta(x-y)$ — *дельта-функция* Дирака.

Из-за выделенной роли времени и неизбежного обращения к конкретной системе отсчёта перестановочные соотношения (1) нарушают явную симметрию пространства и времени, и сохранение релятивистской инвариантности требует спец. доказательства. Кроме того, соотношения (1) ничего не говорят о коммутац. свойствах полей во времениподобных парах точек пространства-времени — значения полей в таких точках причинно зависимы, и их перестановки можно определить, только решая ур-ния движения совместно с (1). Для с в о б о д н ы х п о л е й, для к-рых ур-ния движения линейны, такая задача разрешима в общем виде и позволяет установить — и притом в релятивистски симметричной форме — перестановочные соотношения полей в двух произвольных точках x и y:

$$[u^a(x),\ u^b(y)]_\pm\equiv u^a(x)\,u^b(y)\pm u^b(y)\,u^a(x)=$$
$$=-P^{ab}(\partial/\partial x)\,D_m(x-y). \quad (2)$$

Здесь D_m — *перестановочная функция* Паули — Йордана, удовлетворяющая *Клейна — Гордона уравнению* $(\Box-m^2)D_m(x)=0$, P^{ab} — полином, обеспечивающий удовлетворение правой частью (2) ур-ний движения по x и по y, $\Box$ — *Д'Аламбера оператор*, m — масса кванта поля (здесь и далее используется система единиц $\hbar=c=1$).

В корпускулярном подходе к релятивистскому квантовому описанию свободных частиц векторы состояния частицы должны образовывать неприводимое представление группы Пуанкаре. Последнее фиксируется заданием значений операторов Казимира (операторов, коммутирующих со всеми десятью генераторами группы P_μ, M_i и N_i), к-рых у группы Пуанкаре два. Первый — оператор квадрата массы $m^2=P^\mu P_\mu$. При $m^2\neq0$ вторым оператором Казимира служит квадрат обычного (трёхмерного) спина, а при нулевой массе — оператор спиральности (проекции спина на направление движения). Спектр m^2 непрерывен — квадрат массы может иметь любые неотрицат. значения, $m^2\geqslant0$; спектр спина дискретен, он может иметь целые или полуцелые значения: $0, \frac{1}{2}, 1, \ldots$ Кроме того, надо задать ещё поведение вектора состояния при отражении нечётного числа координатных осей. Если никаких других характеристик задавать не требуется, говорят, что частица не имеет внутр. степеней свободы и наз. *истинно нейтральной частицей*. В противном случае частица обладает зарядами того или иного сорта.

Чтобы фиксировать состояние частицы внутри представления, в квантовой механике надо задать значения полного набора коммутирующих операторов. Выбор такого набора неоднозначен; для свободной частицы удобно взять три составляющих её импульса $\boldsymbol{p}$ и проекцию s спина l_s на к.-л. направление. Т. о., состояние одной свободной истинно нейтральной частицы полностью

характеризуется заданием чисел m, l_s, p_x, p_y, p_z, s, первые два из к-рых определяют представление, а следующие четыре — состояние в нём. Для заряж. частиц добавятся другие квантовые числа; обозначим их буквой τ.

В представлении чисел заполнения состояние совокупности одинаковых частиц фиксируется *числами заполнения* $n_{p,\,s,\,\tau}$ всех одночастичных состояний (индексы, характеризующие представление, в целом, не выписаны). В свою очередь вектор состояния $|n_{p,\,s,\,\tau}\rangle$ записывают как результат действия на вакуумное состояние $|0\rangle$ (т. е. состояние, в к-ром вовсе нет частиц) операторов рождения $a^+(\boldsymbol{p},\,s,\,\tau)$:

$$|n_{p,\,s,\,\tau}\rangle = (n_{p,\,s,\,\tau})^{-1/2}\,[a^+(\boldsymbol{p},\,s,\,\tau)]^{n_{p,\,s,\,\tau}}\,|0\rangle. \quad (3)$$

Операторы рождения a^+ и эрмитово сопряжённые им операторы уничтожения a^- удовлетворяют перестановочным соотношениям

$$[a^-(\boldsymbol{p},\,s,\,\tau),\ a^+(\boldsymbol{p}',\,s',\,\tau')]_{\pm} = \delta_{ss'}\,\delta_{\tau\tau'}\,\delta(\boldsymbol{p}-\boldsymbol{p}'), \quad (4)$$

где знаки «+» и «—» отвечают соответственно Ферми — Дирака и Бозе — Эйнштейна квантованию, а числа заполнения являются собств. значениями операторов числа частиц $\hat{n}_{p,\,s,\,\tau} = a^+(\boldsymbol{p},s,\tau)a^-(\boldsymbol{p},s,\tau)$. Т. о., вектор состояния системы, содержащей по одной частице с квантовыми числами $\boldsymbol{p}_1$, s_1, τ_1; $\boldsymbol{p}_2$, s_2, τ_2; . . ., записывается как

$$|\boldsymbol{p}_1,\,s_1,\,\tau_1;\ \ldots;\ \boldsymbol{p}_k,\,s_k,\,\tau_k;\ \ldots\rangle = a^+(\boldsymbol{p}_1,\,s_1,\,\tau_1)\cdots a^+(\boldsymbol{p}_k,\,s_k,\,\tau_k)\cdots|0\rangle.$$

Чтобы учесть локальные свойства теории, надо перевести операторы $a^{\pm}$ в координатное представление. В качестве ф-ций преобразования удобно использовать классич. решения ур-ний движения подходящего свободного поля с тензорными (или спинорными) индексами a и индексом *внутренней симметрии* θ. Тогда операторами рождения и уничтожения в координатном представлении будут:

$$u^{a\theta\,(+)}(x) = (2\pi)^{-3/2}\int d\boldsymbol{p}e^{ipx}\varphi^{a\theta}_{s,\,\tau}(\boldsymbol{p})\,a^+_{s,\,\tau}(\boldsymbol{p}),$$

$$p_0 = \sqrt{\boldsymbol{p}^2+m^2}, \quad (5)$$

$$u^{a\theta\,(-)}(x) = (2\pi)^{-3/2}\int d\boldsymbol{p}e^{-ipx}\varphi^{*a\theta}_{s,\,\tau}(\boldsymbol{p})\,a^-_{s,\,\tau}(\boldsymbol{p}).$$

Эти операторы, однако, ещё непригодны для построения локальной КТП: как их коммутатор, так и антикоммутатор пропорциональны не ф-ции Паули — Йордана D_m, а её положительно- и отрицательно-частотным частям $D^{\pm}_m(x-y)$ [$D_m = D^+_m + D^-_m$], к-рые для пространственноподобных пар точек x и y не обращаются в нуль. Чтобы получить локальное поле, надо построить суперпозицию операторов рождения и уничтожения (5). Для истинно нейтральных частиц это можно сделать непосредственно, определяя локальное лоренц-ковариантное поле как

$$u^a(x) = u^{a\,(+)}(x) + u^{a\,(-)}(x). \quad (6)$$

Но для заряж. частиц так поступать нельзя: операторы a^+_τ и a^-_τ в (6) будут один увеличивать, а другой — уменьшать заряд, и их линейная комбинация не будет обладать в этом отношении определ. свойствами. Поэтому для образования локального поля приходится привлекать в пару к операторам рождения a^+_τ операторы уничтожения $a^-_{\tilde{\tau}}$ не тех же частиц, а новых частиц (пометили их сверху значком «тильда»), реализующих то же представление группы Пуанкаре, т. е. обладающих в точности теми же массой и спином, но отличающихся от первоначальных знаком заряда (знаками всех зарядов τ), и писать:

$$v^{a\theta} = u^{a\theta\,(+)} + \tilde{u}^{a\theta\,(-)}; \quad v^{*a\theta} = \tilde{u}^{a\theta\,(+)} + u^{a\theta\,(-)}. \quad (7)$$

Из *Паули теоремы* следует теперь, что для полей целого спина, полевые функции к-рых осуществляют однозначное представление группы Лоренца, при квантовании по Бозе — Эйнштейну коммутаторы $[u(x),\,u(y)]_-$ или $[u(x),\,v^*(y)]_-$ пропорц. ф-ции $D_m(x-y)$ и исчезают вне светового конуса, в то время как для осуществляющих двузначные представления полей полуцелого спина то же достигается для антикоммутаторов $[u(x),\,u(y)]_+$ (или $[v(x),\,v^*(y)]_+$) при квантовании по Ферми — Дираку. Выражаемая ф-лами (6) или (7) связь между удовлетворяющими линейным урниям лоренц-ковариантными ф-циями поля u или v, v^* и операторами $a^{\pm}_\tau$, $a^{\pm}_{\tilde{\tau}}$ рождения и уничтожения свободных частиц в стационарных квантовомеханич. состояниях есть точное матем. описание корпускулярно-волнового дуализма.

Новые, «рождаемые» операторами $a^{\pm}_{\tilde{\tau}}$ частицы, без к-рых нельзя было построить локальные поля (7), наз.— по отношению к первоначальным — *античастицами*. Неизбежность существования античастицы для каждой заряж. частицы — один из гл. выводов квантовой теории свободных полей.

3. Взаимодействие полей

Решения (6) и (7) ур-ний свободного поля пропорц. операторам рождения и уничтожения частиц в стационарных состояниях, т. е. могут описывать лишь такие ситуации, когда с частицами ничего не происходит. Чтобы рассмотреть также и случаи, когда одни частицы влияют на движение других либо превращаются в другие, нужно сделать ур-ния движения нелинейными, т. е. включить в лагранжиан, кроме квадратичных по полям членов, ещё и члены с более высокими степенями.

С точки зрения развитой пока теории такие лагранжианы взаимодействия L_{int} могли бы быть любыми ф-циями полей и их первых производных, удовлетворяющими лишь ряду простых условий: 1) л о к а л ь н о с т и в з а и м о д е й с т в и я, требующей, чтобы $L_{int}(x)$ зависел от разл. полей $u^a(x)$ и их первых производных только в одной точке пространства-времени x; 2) р е л я т и в и с т с к о й и н в а р и а н т н о с т и, для выполнения к-рой L_{int} должен быть скаляром относительно преобразований Лоренца; 3) и н в а р и а н т н о с т и о т н о с и т е л ь н о п р е о б р а з о в а н и й и з г р у п п в н у т р е н н и х с и м м е т р и й, если таковые имеются у рассматриваемой модели. Для теорий с комплексными полями сюда, в частности, входят требования эрмитовости лагранжиана и инвариантности относительно допустимых в таких теориях калибровочных преобразований.

Кроме того, можно требовать инвариантности теории относительно нек-рых дискретных преобразований, таких, как *пространственная инверсия* P, *обращение времени* T и *зарядовое сопряжение* C (заменяющее частицы на античастицы). Доказано (*теорема CPT*), что всякое взаимодействие, удовлетворяющее условиям 1)—3), обязательно должно быть инвариантным относительно одноврем. выполнения этих трёх дискретных преобразований.

Многообразие лагранжианов взаимодействия, удовлетворяющих условиям 1)—3), столь же широко, как, напр., многообразие ф-ций Лагранжа в классич. механике, и на определ. этапе развития КТП казалось, что теория не даёт ответа на вопрос о том, почему именно одни из них, а не другие осуществляются в природе. Однако после возникновения идеи *перенормировок* УФ-расходимостей (см. ниже раздел 5) и блестящей её реализации в *квантовой электродинамике* (КЭД) выделился преимущественный класс взаимодействий — перенормируемых. Условие 4) — п е р е н о р м и р у е м о с т и оказывается весьма ограничительным, и его добавление к условиям 1)—3) оставляет допустимыми

лишь взаимодействия с L_{int} вида полиномов невысокой степени по рассматриваемым полям, причём поля сколько-нибудь высоких спинов вообще исключаются из рассмотрения. Т. о., взаимодействие в перенормируемой КТП не допускает — в разительном отличии от классич. и квантовой механики — никаких произвольных ф-ций: как только выбран конкретный набор полей, произвол в L_{int} ограничивается фиксированным числом *констант взаимодействия* (констант связи).

Полную систему ур-ний КТП со взаимодействием (в *Гейзенберга представлении*) составляют получающиеся из полного лагранжиана ур-ния движения (связанная система дифференц. ур-ний в частных производных с нелинейными членами взаимодействия и самодействия) и канонич. перестановочные соотношения (1). Точное решение такой задачи удаётся найти лишь в небольшом числе физически малосодержат. случаев (напр., для нек-рых моделей в двумерном пространстве-времени). С другой стороны, канонич. перестановочные соотношения нарушают, как уже говорилось, явную релятивистскую симметрию, что становится опасным, если вместо точного решения довольствоваться приближённым. Поэтому практич. ценность квантования в форме (1) невелика.

Наиб. распространение в КТП получил метод, основанный на переходе к *взаимодействия представлению*, в к-ром поля $u^a(x)$ удовлетворяют линейным ур-ниям движения для свободных полей, а всё влияние взаимодействия и самодействия переведено на временну́ю эволюцию амплитуды состояния Φ, к-рая теперь не постоянна, а изменяется в соответствии с ур-нием типа ур-ния Шрёдингера:

$$i\frac{\partial\Phi(t)}{\partial t}=H_{\rm int}(t)\,\Phi(t), \qquad (8)$$

причём *гамильтониан* взаимодействия $H_{\rm int}(t)$ в этом представлении зависит от времени через поля $u^a(x)$, подчиняющиеся свободным ур-ниям и релятивистски-ковариантным перестановочным соотношениям (2); т.о., оказывается ненужным явное использование канонич. коммутаторов (1) для взаимодействующих полей.

Для сравнения с опытом теория должна решить задачу о рассеянии частиц, в постановке к-рой принимается, что асимптотически, при $t\to-\infty(+\infty)$ система пребывала в стационарном состоянии (придёт в стационарное состояние) $\Phi_{-\infty}(\Phi_{+\infty})$, причём $\Phi_{\pm\infty}$ таковы, что частицы в них не взаимодействуют из-за больших взаимных расстояний (см. также *Адиабатическая гипотеза*), так что всё взаимное влияние частиц происходит только при конечных временах вблизи $t=0$ и преобразует $\Phi_{-\infty}$ в $\Phi_{+\infty}=S\Phi_{-\infty}$. Оператор S наз. *матрицей рассеяния* (или S-матрицей); через квадраты его матричных элементов

$$M_{if}=\langle\Phi_f^*\,S\Phi_i\rangle \qquad (9)$$

выражаются вероятности переходов из данного нач. состояния Φ_i в нек-рое конечное состояние Φ_f, т. е. эфф. сечения разл. процессов. Т. о., S-матрица позволяет находить вероятности физ. процессов, не вникая в детали временно́й эволюции, описываемой амплитудой $\Phi(t)$. Тем не менее S-матрицу обычно строят, исходя из ур-ния (8), к-рое допускает формальное решение в компактном виде:

$$S=T\exp\left(-i\int\limits_{-\infty}^{\infty}H_{\rm int}(t)\,dt\right)=T\exp\left[i\int dx\,L_{\rm int}(x)\right] \qquad (10)$$

с помощью оператора T хронологич. упорядочения, располагающего все операторы полей в порядке убывания времени $t=x^0$ (см. *Хронологическое произведение*). Выражение (10), однако, есть скорее символич. запись процедуры последоват. интегрирования ур-ния (8) от $-\infty$ до $+\infty$ по бесконечно малым интервалам времени $(t,\ t+\Delta t)$, а не пригодное для использования решение. Это видно хотя бы из того, что для беспрепятственного вычисления матричных элементов (9) необходимо представить матрицу рассеяния в форме не хронологического, а *нормального произведения*, в к-ром все операторы рождения стоят слева от операторов уничтожения. Задача преобразования одного произведения в другое и составляет истинную трудность и в общем виде решена быть не может.

4. Теория возмущений

По этой причине для конструктивного решения задачи приходится прибегать к предположению о слабости взаимодействия, т. е. малости лагранжиана взаимодействия $L_{\rm int}$. Тогда можно разложить хронологич. экспоненту в выражении (10) в ряд *возмущений теории*, и матричные элементы (9) будут в каждом порядке теории возмущений выражаться через матричные элементы не хронологич. экспоненты, а простых хронологич. произведений соответствующего числа лагранжианов взаимодействия:

$$i^n\int dx_1\ldots dx_n\,\langle\Phi_f^*\,T\{L_{\rm int}(x_1)\ldots L_{\rm int}(x_n)\}\,\Phi_i\rangle \qquad (11)$$

(n — порядок теории возмущений), т. е. надо будет преобразовывать к нормальной форме не экспоненты, а простые полиномы конкретного вида. Эта задача практически выполняется с помощью техники *Фейнмана диаграмм* и Фейнмана правил.

В фейнмановой технике каждое поле $u^a(x)$ характеризуется своей причинной функцией Грина (*пропагатором* или функцией распространения), $D_c^{aa'}(x-y)$, изображаемой на диаграммах линией, а каждое взаимодействие — константой связи и матричным множителем из соответствующего слагаемого в L_{int}, изображаемых на диаграмме *вершиной*. Популярность техники диаграмм Фейнмана, помимо простоты использования, обусловлена их наглядностью. Диаграммы позволяют как бы воочию представить процессы распространения (линии) и взаимопревращения (вершины) частиц — реальных в нач. и конечных состояниях и виртуальных в промежуточных (на внутренних линиях).

Особенно простые выражения получаются для матричных элементов любого процесса в низшем порядке теории возмущений, к-рым соответствуют т. н. древесные диаграммы, не имеющие замкнутых петель,— после перехода к импульсному представлению в них вовсе не остаётся интегрирований. Для осн. процессов КЭД такие выражения для матричных элементов были получены на заре возникновения КТП в кон. 20-х гг. и оказались в разумном согласии с опытом (уровень соответствия 10^{-2}—10^{-3}, т. е. порядка постоянной тонкой структуры α). Однако попытки вычисления *радиационных поправок* (т. е. поправок, связанных с учётом высших приближений) к этим выражениям, напр. к Клейна — Нишины — Тамма ф-ле (см. *Клейна — Нишины формула*) для комптоновского рассеяния, наталкивались на специфич. трудности. Таким поправкам отвечают диаграммы с замкнутыми петлями из линий *виртуальных частиц*, импульсы к-рых не фиксированы законами сохранения, и полная поправка равна сумме вкладов от всех возможных импульсов. Оказалось, что в большинстве случаев возникающие при суммировании этих вкладов интегралы по импульсам виртуальных частиц расходятся в УФ-области, т. е. сами поправки оказываются не только не малыми, но бесконечными.

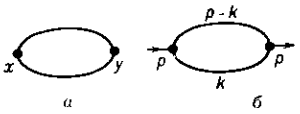
По соотношению неопределённостей, большим импульсам отвечают малые расстояния. Поэтому можно думать, что физ. истоки расходимостей лежат в представлении о локальности взаимодействия. В этой связи можно говорить об аналогии с бесконечной энергией эл.-магн. поля точечного заряда в классич. электродинамике.

5. Расходимости и перенормировки

Формально математически появление расходимостей связано с тем, что пропагаторы $D_c(x)$ являются сингулярными (точнее, обобщёнными) ф-циями, обладающими в окрестности светового конуса при $x^2 \sim 0$ особенностями типа полюсов и дельта-функций по x^2. Поэтому их произведения, возникающие в матричных элементах, к-рым на диаграммах отвечают замкнутые петли, плохо определены с матем. точки зрения. Импульсные фурье-образы таких произведений могут не существовать, а — формально — выражаться через расходящиеся импульсные интегралы. Так, напр., фейнмановский интеграл

$$I(p) \sim \frac{i}{\pi} \int \frac{d^4k}{(m^2 - k^2 + i0)\,[m^2 - (p-k)^2 + i0]} \qquad (12)$$

(где p — внеш. 4-импульс, k — импульс интегрирования), отвечающий простейшей однопетлевой диаграмме с двумя внутр. скалярными линиями (рис.), не существует. Он пропорц. фурье-образу квадрата пропагатора $D_c(x)$ скалярного поля и логарифмически расходится на верхнем пределе (т. е. в УФ-области виртуальных импульсов $|k| \to \infty$, так что, напр., если обрезать интеграл на верхнем пределе при $|k| = \Lambda$, то



Однопетлевая диаграмма Фейнмана с двумя скалярными линиями: *а* — в координатном представлении; *б* — в импульсном представлении.

$$I_\Lambda(p) = \frac{i}{\pi^2} \int\limits_{|k| \leqslant \Lambda} \frac{d^4k}{(m^2 - k^2)\,[m^2 - (p-k)^2]} \Big|_{\Lambda \to \infty} \longrightarrow$$
$$\longrightarrow \ln \Lambda^2 + I_{\text{кон}}(p), \qquad (13)$$

где $I_{\text{кон}}(p)$ — конечное выражение.

Проблема УФ-расходимостей была решена (во всяком случае с точки зрения получения конечных выражений для большинства физически интересных величин) во 2-й пол. 40-х гг. на основе идеи о перенормировках (ренормировках). Суть последней состоит в том, что бесконечные эффекты квантовых флуктуаций, отвечающих замкнутым петлям диаграмм, могут быть выделены в факторы, имеющие характер поправок к исходным характеристикам системы. В итоге массы и константы связи g меняются за счёт взаимодействия, т. е. перенормируются. При этом из-за УФ-расходимостей ренормирующие добавки оказываются бесконечно большими. Поэтому соотношения перенормировок

$$m_0 \longrightarrow m = m_0 + \Delta m = m_0 Z_m(\ldots),$$
$$g_0 \longrightarrow g = g_0 + \Delta g = g_0 Z_g(\ldots) \qquad (14)$$

(где Z_m, Z_g — факторы перенормировки), связывающие исходные, т. н. затравочные массы m_0 и затравочные заряды (т. е. константы связи) g_0 с физическими m, g, оказываются сингулярными. Чтобы не иметь дело с бессмысленными бесконечными выражениями, вводят ту или иную вспомогат. *регуляризацию расходимостей* (наподобие использованного в (13) обрезания при $|k| = \Lambda$. В аргументах (обозначенных в правых частях (14) многоточиями) радиац. поправок Δm, Δg, так же как и факторов перенормировок Z_i, помимо m_0 и g_0, содержатся сингулярные зависимости от параметров вспомогат. регуляризации.

Устранение расходимостей происходит путём отождествления перенормированных масс и зарядов m и g с их физ. значениями. Практически для устранения расходимостей часто используют также приём введения в исходный лагранжиан *контрчленов* и выражают m_0 и g_0 в лагранжиане через физические m и g формальными соотношениями, обратными к (14). Разлагая (14) в ряды по физ. параметру взаимодействия:

$$m_0 = m + gM_1 + g^2M_2 + \ldots,$$
$$g_0 = g + g^2G_1 + g^3G_2 + \ldots,$$

подбирают сингулярные коэффициенты M_l, G_l т. о., чтобы в точности скомпенсировать расходимости, возникающие в фейнмановских интегралах. Класс моделей КТП, для к-рых такую программу можно последовательно провести во всех порядках теории возмущений и в к-рых, т. о., все без исключения УФ-расходимости удаётся «убрать» в факторы перенормировки масс и констант связи, наз. классом п е р е н о р м и р у е м ы х т е о р и й. В теориях этого класса все матричные элементы и ф-ции Грина оказываются в результате выраженными несингулярным образом через физ. массы, заряды и кинематич. переменные.

В перенормируемых моделях можно поэтому при желании совершенно абстрагироваться от затравочных параметров и УФ-расходимостей, рассматриваемых по отдельности, и полностью характеризовать результаты теоретич. расчётов заданием конечного числа физ. значений масс и зарядов. Матем. основу этого утверждения представляет *Боголюбова — Парасюка теорема* о перенормируемости. Из неё следует достаточно простая рецептура получения конечных однозначных выражений для матричных элементов, формализованная в виде т. н. *R-операции* Боголюбова.

В то же время в неперенормируемых моделях, примером к-рых может служить теперь уже отошедшая в прошлое формулировка слабого взаимодействия в виде четырёхфермионного локального лагранжиана Ферми, не удаётся «собрать» все расходимости в «агрегаты», перенормирующие массы и заряды.

Перенормируемые модели КТП характеризуются, как правило, безразмерными константами связи, логарифмически расходящимися вкладами в перенормировку констант связи и масс фермионов и квадратично расходящимися радиац. поправками к массам скалярных частиц (в случае их наличия). Для подобных моделей в итоге проведения процедуры перенормировки получают *перенормированную теорию возмущений*, к-рая и служит основой практич. расчётов.

В перенормируемых моделях КТП важную роль играют перенормированные ф-ции Грина (одетые пропагаторы) и *вершинные части*, включающие в себя эффекты взаимодействия. Они могут быть представлены бесконечными суммами членов, отвечающих всё более усложняющимся диаграммам Фейнмана с фиксированным числом и типом внеш. линий. Для подобных величин можно дать формальные определения либо через *вакуумные средние* хронологич. произведений полевых операторов в представлении взаимодействия и S-матрицы (что эквивалентно вакуумным средним от T-произведений полных, т. е. гейзенберговых, операторов), либо через функциональные производные от *производящего функционала* $Z(J)$, выражаемого через т. н. расширенную матрицу рассеяния $S(J)$, функционально зависящую от вспомогат. классич. источников $J_a(x)$ полей $u^a(x)$.

Формализм производящих функционалов в КТП является аналогом соответствующего формализма статистич. физики. Он позволяет получить для полных ф-ций Грина и вершинных ф-ций ур-ния в функциональных производных — *Швингера уравнения*, из к-рых в свою очередь можно получить бесконечную цепочку интегродифференц. ур-ний — *Дайсона уравнений*. Последние подобны цепочке ур-ний для корреляц. ф-ций статистич. физики.

6. УФ-асимптотики и ренормгруппа

С УФ-расходимостями в КТП тесно связаны высокоэнергетич. асимптотики перенормированных выражений. Напр., логарифмич. расходимости (12) простейшего фейнмановского интеграла $I(p)$ отвечает логарифмич. асимптотика

$$I_{\text{кон}}(p) \sim \ln \frac{|p^2|}{m^2} + \text{const} \quad \text{при} \quad |p^2| \gg m^2$$

конечного регуляризованного интеграла (13), а также соответствующего перенормированного выражения. Поскольку в перенормируемых моделях с безразмерными константами связи расходимости имеют в основном логарифмич. характер, УФ-асимптотики l-петлевых интегралов, как правило (исключение представляет случай *дважды логарифмической асимптотики*), имеют здесь типичную структуру $(gL)^l$, где $L=\ln(-p^2/\mu^2)$, p — «большой» импульс, а μ — нек-рый параметр размерности массы, возникающий в процессе перенормировки. Поэтому при достаточно больших значениях $|p^2|$ рост логарифма компенсирует малость константы связи g и возникает задача определения произвольного члена ряда вида

$$\sum_{l,\,m} g^l L^m a_{lm}, \quad l \geqslant m \geqslant 0 \qquad (15)$$

и суммирования такого ряда (a_{lm} — численные коэффициенты).

Решение этих задач облегчается использованием метода *ренормализационной группы*, в основе к-рой лежит групповой характер конечных преобразований, аналогичных сингулярным ф-лам перенормировки (14) и сопровождающих их преобразований ф-ций Грина. Этим путём удаётся эффективно просуммировать нек-рые бесконечные наборы вкладов фейнмановских диаграмм и, в частности, представить двойные разложения (15) в виде одинарных:

$$f_1(gL)+gf_2(gL)+\ldots=\sum_l g^{l-1}f_l(gL),$$

где ф-ции f_l имеют характерный вид геом. прогрессии или комбинации прогрессии с её логарифмом и экспонентой. Весьма существенным здесь оказывается то, что условие применимости ф-л типа (15), имеющее вид $g\ll 1$, $gL\ll 1$, заменяется на значительно более слабое: $\bar{g}(L,\ g)\ll 1$, где $\bar{g}$ — т. н. *инвариантный заряд*, к-рый в простейшем (однопетлевом) приближении имеет вид суммы геом. прогрессии по аргументу gL:

$$\bar{g}(L,\ g)=g/(1+\beta_1 gL)$$

(β_1 — численный коэф.).

Напр., в КЭД инвариантный заряд $\bar{\alpha}$, пропорциональный поперечной части фотонного пропагатора d, в однопетлевом приближении оказывается равным

$$\bar{\alpha}(L,\ \alpha)=\alpha d(k^2,\ \alpha)=\frac{\alpha}{1-(\alpha/3\pi)L}, \qquad (16)$$
$$L=\ln(-k^2/\mu^2),$$

причём при $k^2/\mu^2>0$ $L=\ln(k^2/\mu^2)+i\pi$ (k — 4-импульс виртуального фотона). Это выражение, представляющее собой сумму гл. логарифмов вида $\alpha(\alpha L)^n$, обладает т. н. призрачным полюсом при $k^2=-\mu^2 e^{3\pi/\alpha}$, называемым так потому, что его положение и особенно знак вычета противоречат ряду общих свойств КТП (выражаемых, напр., *спектральным представлением* для фотонного пропагатора). С наличием этого полюса тесно связана проблема т. н. *нуля-заряда*, т. е. обращения перенормированного заряда в нуль при конечном значении «затравочного» заряда.

Трудность, связанная с появлением призрачного полюса, иногда трактовалась даже как доказательство внутр. противоречивости КЭД, а перенос этого результата на традиц. перенормируемые модели сильного взаимодействия адронов — как указание на противоречивость всей локальной КТП в целом. Однако такие кардинальные заключения, сделанные на основе ф-л гл. логарифмич. приближения, оказались поспешными. Уже учёт «следующих за главными» вкладов $\sim\alpha^2(\alpha L)^m$, приводящий к ф-ле двупетлевого приближения, показывает, что положение полюса заметно сдвигается. Более общий анализ в рамках метода ренормализац. группы приводит к заключению о применимости ф-лы (16) лишь в области $\bar{\alpha}(L,\ \alpha)\ll 1$, т. е. о невозможности доказать или опровергнуть существование «полюсного противоречия» на основе того или иного пересуммирования ряда (15). Т. о., парадокс феномена призрачного полюса (или обращения перенормированного заряда в нуль) оказывается призрачным — решить, действительно ли эта трудность появляется в теории, можно было бы только в случае, если бы мы умели получать недвусмысленные результаты в области сильной связи $\bar{\alpha}\geqslant 1$. До тех пор остаётся лишь тот вывод, что — в применении к спинорной КЭД — теория возмущений не является, несмотря на безусловную малость параметра разложения α, логически замкнутой теорией.

Для КЭД, впрочем, эту проблему можно было считать чисто академической, поскольку, согласно (16), даже при гигантских энергиях $\sim(10^{15}-10^{16})$ ГэВ, рассматриваемых в совр. моделях объединения взаимодействий, условие $\bar{\alpha}\ll 1$ не нарушается. Гораздо серьёзнее выглядело положение в квантовой мезодинамике — теории взаимодействия псевдоскалярных мезонных полей с фермионными полями нуклонов, представлявшейся к нач. 60-х гг. единств. кандидатом на роль перенормируемой модели сильного взаимодействия. В ней эффективная константа связи была велика при обычных энергиях, а — явно неправомочное — рассмотрение по теории возмущений приводило к тем же трудностям нуль-заряда.

В результате всех описанных исследований сложилась несколько пессимистич. точка зрения на дальнейшие перспективы перенормируемых КТП. С чисто теоретич. точки зрения казалось, что качеств. разнообразие таких теорий ничтожно: для любой перенормируемой модели все эффекты взаимодействия — для малых констант связи и умеренных энергий — ограничивались ненаблюдаемым изменением характеристик свободных частиц и тем, что между состояниями с такими частицами возникали квантовые переходы, к вероятностям низшего приближения к-рых теперь можно было вычислять (малые) поправки высших. К большим же константам связи или асимптотически большим энергиям имевшаяся теория — опять независимо от конкретной модели — была неприменима. Единственным (правда блестящим) удовлетворяющим этим ограничениям приложением к реальному миру оставалась КЭД. Такое положение способствовало развитию негамильтоновых методов (таких, как *аксиоматическая квантовая теория поля*, *алгебраический подход* в КТП, *конструктивная квантовая теория поля*). Большие надежды возлагались на *дисперсионных соотношений метод* и исследование аналитич. свойств S-матрицы. Мн. исследователи стали искать выхода из трудностей на путях ревизии осн. положений локальной перенормируемой КТП с помощью развития неканонич. направлений: существенно нелинейных (т. е. неполиномиальных), нелокальных, недефинитных (см. *Неполиномиальные квантовые теории поля*, *Нелокальная квантовая теория поля*, *Индефинитная метрика*) и т. п.

Источником новых взглядов на общее положение в КТП явилось открытие новых теоретич. фактов, связанных с неабелевыми *калибровочными полями*.

7. Калибровочные поля

Калибровочные поля (в том числе неабелевы *Янга — Миллса поля*) связаны с инвариантностью относительно нек-рой группы G локальных калибровочных преобразований. Простейшим примером калибровочного поля служит эл.-магн. поле A_μ в КЭД, связанное с абелевой группой $U(1)$. В общем случае ненарушенной симметрии поля Янга — Миллса имеют, как и фотон, нулевую массу покоя. Они преобразуются по присоединённому представлению группы G, несут соответствующие индексы $B_\mu^{ab}(x)$ и подчиняются нелинейным ур-ниям движения (линеаризующимся только для абелевой группы). Их взаимодействие с полями материи будет калибровочно инвариантным, ес-

ли получать его удлинением производных (см. *Ковариантная производная*):

$$\partial_\mu u^a \longrightarrow (D_\mu\ (B)\ u)^a = \partial_\mu u^a - igB^{ab}_\mu u^b$$

в свободном лагранжиане поля u с той же безразмерной константой g, к-рая входит в лагранжиан поля B.

Подобно эл.-магн. полю, поля Янга — Миллса являются системами со связями. Это, как и видимое отсутствие в природе безмассовых векторных частиц (помимо фотонов), ограничивало интерес к таким полям, и более 10 лет их рассматривали скорее как изящную модель, не имеющую отношения к реальному миру. Положение изменилось ко 2-й пол. 60-х гг., когда их удалось проквантовать методом функционального интегрирования (см. *Функционального интеграла метод*) и выяснить, что как чистое безмассовое поле Янга — Миллса, так и поле, взаимодействующее с фермионами, перенормируемы. Вслед за тем был предложен способ «мягкого» введения масс в эти поля с помощью эффекта *спонтанного нарушения симметрии*. Основанный на нём *Хиггса механизм* позволяет сообщить массу квантам полей Янга — Миллса, не нарушая перенормируемости модели. На этой основе в кон. 60-х гг. была построена единая перенормируемая теория слабого и эл.-магн. взаимодействий (см. *Электрослабое взаимодействие*), в к-рой переносчиками слабого взаимодействия выступают тяжёлые (с массами $\sim$ 80—90 ГэВ) кванты векторных калибровочных полей группы электрослабой симметрии (*промежуточные векторные бозоны* $W^\pm$ и Z^0, экспериментально наблюдённые в 1983). Наконец, в нач. 70-х гг. было обнаружено замечат. свойство неабелевых КТП — *асимптотическая свобода*. Оказалось, что, в отличие от всех до сих пор исследованных перенормируемых КТП, для поля Янга — Миллса, как чистого, так и взаимодействующего с огранич. числом фермионов, гл. логарифмич. вклады в инвариантный заряд $\bar{\alpha}_s$ имеют суммарный знак, противоположный знаку таких вкладов в КЭД:

$$\bar{\alpha}_s(k^2, \alpha_s) = \frac{\alpha_s}{1+\beta_s\alpha_s \ln(-k^2/\mu^2)};\quad \beta_s > 0,\ \alpha_s = \frac{g^2}{4\pi}. \quad (17)$$

Поэтому в пределе $|k^2| \to \infty$ инвариантный заряд $\bar{\alpha}_s \to 0$, и при переходе к УФ-пределу трудностей не возникает. Этот феномен самовыключения взаимодействия на малых расстояниях (асимптотич. свобода) позволил естественно объяснить в калибровочной теории сильного взаимодействия — *квантовой хромодинамике* (КХД) партонную структуру адронов (см. *Партоны*), проявившуюся к тому времени в опытах по глубоко неупругому рассеянию электронов на нуклонах (см. *Глубоко неупругие процессы*).

Симметрийной основой КХД является группа $SU(3)_c$, действующая в пространстве т. н. цветовых переменных. Ненулевые цветовые квантовые числа приписывают *кваркам* и *глюонам*. Специфика цветных состояний — их ненаблюдаемость на асимптотически больших пространственных расстояниях. В то же время явно проявляющиеся на опыте барионы и мезоны являются синглетами цветовой группы, т. е. их векторы состояния не изменяются при преобразованиях в цветовом пространстве.

При обращении знака β [ср. (17) с (16)] трудность призрачного полюса переходит от больших энергий к малым. Пока не известно, что даёт КХД для обычных энергий (порядка масс адронов),— существует гипотеза, что с ростом расстояния (т. е. с уменьшением энергии) взаимодействие между цветными частицами растёт столь сильно, что именно оно не позволяет кваркам и глюонам разойтись на расстояние $\gtrsim 10^{-13}$ см (гипотеза невылетания, или конфайнмента; см. *Удержание цвета*). Исследованию этой проблемы уделяется очень большое внимание.

Т. о., изучение квантовополевых моделей, содержащих поля Янга — Миллса, выяснило, что перенормируемые теории могут обладать неожиданным богатством содержания. В частности, произошло разрушение наивной веры в то, что спектр взаимодействующей системы качественно аналогичен спектру свободной и отличается от него только сдвигом уровней и, возможно, появлением небольшого числа связанных состояний. Оказалось, что спектр системы с взаимодействием (адроны) может не иметь ничего общего со спектром свободных частиц (кварков и глюонов) и поэтому может даже не давать никаких указаний на то, поля каких сортов надо включать в элементарный микроскопич. лагранжиан.

Установление этих важнейших качеств. особенностей и проведение подавляющей части количеств. расчётов в КХД основаны на комбинации вычислений по теории возмущений с требованием ренормгрупповой инвариантности. Иными словами, метод ренорм-группы стал, наряду с перенормированной теорией возмущений, одним из основных расчётных средств совр. КТП.

Др. метод КТП, получивший значит. развитие с 70-х гг., особенно в теории неабелевых калибровочных полей,— это, как уже отмечалось, метод, использующий метод функционального интеграла и являющийся обобщением на КТП квантовомеханич. метода интегралов по путям. В КТП такие интегралы можно рассматривать как ф-лы усреднения соответствующих классич. выражений (напр., классич. ф-ции Грина для частицы, движущейся в заданном внеш. поле) по квантовым флуктуациям полей.

Первоначально идея перенесения метода функционального интеграла в КТП была связана с надеждой получить компактные замкнутые выражения для осн. квантовополевых величин, пригодные для конструктивных вычислений. Однако выяснилось, что из-за трудностей матем. характера строгое определение можно дать лишь интегралам гауссова типа, к-рые только и поддаются точному вычислению. Поэтому представление функционального интеграла долгое время рассматривали как компактную формальную запись квантовополевой теории возмущений. Позднее (отвлекаясь от математич. проблемы обоснования) стали использовать это представление в разл. задачах общего характера. Так, представление функционального интеграла сыграло важную роль в работах по квантованию полей Янга — Миллса и доказательству их перенормируемости.

Интересные результаты были получены с помощью развитой несколько ранее для задач квантовой статистики процедуры вычисления функционального интеграла функционального *перевала методом*, аналогичным методу перевала в теории ф-ций комплексного переменного. Для ряда достаточно простых моделей с помощью этого метода было выяснено, что квантовополевые величины, рассматриваемые как ф-ции константы связи g, имеют вблизи точки $g=0$ особенность характерного типа $\exp(-1/g)$ и что (в полном соответствии с этим) коэффициенты f_n степенных разложений $\sum f_n g^n$ теории возмущений растут при больших n факториально: $f_n \sim n!$. Тем самым была конструктивно подтверждена высказанная ещё в нач. 50-х гг. гипотеза о неаналитичности теории по заряду.

Важную роль в этом методе играют аналитич. решения нелинейных классич. ур-ний, имеющие локализованный характер (*солитоны* и — в евклидовом варианте — *инстантоны*) и доставляющие минимум функционалу действия.

Во 2-й пол. 70-х гг. в рамках метода функционального интегрирования возникло направление исследований неабелевых калибровочных полей с помощью т. н. контурной динамики, в к-рой в качестве аргументов вместо четырёхмерных точек x рассматриваются замкнутые контуры Γ в пространстве-времени. Таким путём удаётся на единицу уменьшить размерность множества независимых переменных и в ряде случаев значительно упростить формулировку квантовополевой задачи (см. *Контурный подход*).

Успешные исследования были выполнены с помощью численного вычисления на ЭВМ функциональных интегралов, приближённо представленных в виде повторных интегралов высокой кратности. Для такого представления вводят дискретную решётку в исходном пространстве конфигурационных или импульсных переменных. Подобные, как их называют, «вычисления на решётке» для реалистич. моделей требуют использования ЭВМ особо большой мощности, вследствие чего они только начинают становиться доступными. Здесь, в частности, методом Монте-Карло был проведён обнадёживающий расчёт масс и аномальных магн. моментов адронов на основе квантовохромодинамич. представлений (см. *Решётки метод*).

8. Общая картина

Развитие новых представлений о мире частиц и их взаимодействий всё более выявляет две осн. тенденции.

Это, во-первых, постепенный переход ко всё более опосредствованным концепциям и всё менее наглядным образам: локальная калибровочная симметрия, императив перенормируемости, представление о нарушенных симметриях, а также о спонтанном нарушении симметрии, кварки и глюоны вместо реально наблюдаемых адронов, ненаблюдаемое квантовое число цвет и т. п.

Во-вторых, наряду с усложнением арсенала используемых приёмов и понятий наблюдается несомненное проявление черт единства принципов, лежащих в основе явлений, казалось бы, весьма далёких друг от друга, и как следствие этого, значит. упрощение общей картины. Три осн. взаимодействия, изучаемых с помощью методов КТП, получили параллельную формулировку, основанную на принципе локальной калибровочной инвариантности. Связанное с этим свойство перенормируемости даёт возможность количеств. расчёта эффектов эл.-магн., слабого и сильного взаимодействий методом теории возмущений. (Поскольку гравитац. взаимодействие также может быть сформулировано на основе этого принципа, то он, вероятно, является универсальным.)

С практич. точки зрения вычисления по теории возмущений уже давно зарекомендовали себя в КЭД (напр., степень соответствия теории эксперименту для *аномального магнитного момента* электрона $\Delta\mu$ составляет $\Delta\mu/\mu_0 \sim 10^{-10}$, где μ_0 — магнетон Бора). В теории электрослабого взаимодействия такие расчёты также оказались обладающими замечательной предсказат. силой (напр., были правильно предсказаны массы $W^{\pm}$- и Z^0-бозонов). Наконец, в КХД в области достаточно высоких энергий и передач 4-импульса Q ($|Q|^2 \gtrsim 100$ ГэВ^2) на основе перенормируемой теории возмущений, усиленной методом репормализац. группы, удаётся количественно описать широкий круг явлений физики адронов. В силу недостаточной малости параметра разложения: $\bar{\alpha}_s \sim 0{,}2$, точность расчётов здесь не очень высока.

В целом можно сказать, что, вопреки пессимизму кон. 50-х гг., метод перенормированной теории возмущений оказался плодотворным, по крайней мере для трёх из четырёх фундам. взаимодействий.

В то же время следует отметить, что наиб. существенный прогресс, достигнутый в основном в 60—80-х гг., относится именно к пониманию механизма взаимодействия полей (и частиц). Успехи в наблюдении свойств частиц и резонансных состояний дали обильный материал, к-рый привёл к обнаружению новых квантовых чисел (странности, очарования и т. п.) и к построению отвечающих им т. п. нарушенных симметрий и соответствующих систематик частиц. Это, в свою очередь, дало толчок поискам субструктуры многочисл. адронов и в конечном счёте — созданию КХД. В итоге такие «элементарные частицы 50-х гг.», как нуклоны и пионы, перестали быть элементарными и появилась возможность определения их свойств (значений масс, аномальных маги. моментов и т. д.) через свойства кварков и параметры кварк-глюонного взаимодействия.

Иллюстрацией этому служит, напр., степень нарушенности изотопич. симметрии, проявляющейся в разности масс ΔM заряж. и нейтральных мезонов и барионов в одном изотопич. мультиплете (напр., p и n; K^+ и K^0, K^- и $\bar{K}^0$). Взамен первоначального, с совр. точки зрения наивного, представления о том, что эта разность (в силу численного соотношения $\Delta M/M \sim \alpha$) имеет эл.-магн. происхождение, пришло убеждение, что она обусловлена разностью масс u- и d-кварков. Однако даже в случае успеха количеств. реализации этой идеи вопрос не решается полностью — он лишь отодвигается вглубь с уровня адронов на уровень кварков. Подобным же образом трансформируется формулировка старой загадки мюона: «Зачем нужен мюон и почему он, будучи аналогичен электрону, в двести раз его тяжелее?». Этот вопрос, перенесённый на кварк-лептонный уровень, приобрёл большую общность и относится уже не к паре, а к трём *поколениям фермионов*, однако не изменил своей сущности.

9. Перспективы и проблемы

Большие надежды возлагались на программу т. н. *великого объединения* взаимодействий — объединения сильного взаимодействия КХД с электрослабым взаимодействием при энергиях порядка 10^{15} ГэВ и выше. Отправной точкой здесь является (теоретическое) наблюдение того факта, что экстраполяция в область сверхвысоких энергий ф-лы (17) асимптотич. свободы для хромодинамич. константы связи $\bar{\alpha}_s$ и ф-лы типа (16) для инвариантного заряда $\bar{\alpha}$ КЭД приводит к тому, что эти величины при энергиях порядка $|Q| = M_X \simeq 10^{15\pm1}$ ГэВ сравниваются друг с другом. Соответствующие значения (а также значение второго заряда теории электрослабого взаимодействия $\bar{\alpha}_2$) оказываются равными $\bar{\alpha}_i$ $(M_X^2) \sim {}^1/_{40}$. Фундам. физ. гипотеза состоит в том, что это совпадение не является случайным: в области энергий, бо́льших M_X, имеется нек-рая высшая симметрия, описываемая группой G, к-рая при меньших энергиях расщепляется до наблюдаемых симметрий $SU(2)\otimes U(1)$ и $SU(3)$ за счёт массовых членов, причём нарушающие симметрии массы имеют порядок M_X.

Относительно структуры объединяющей группы G и характера нарушающих симметрию членов могут быть сделаны разл. предположения [наиб. простой вариант отвечает $G = SU(5)$], однако с качеств. точки зрения наиб. важной чертой объединения является то, что фундам. представление (представление — столбец) группы G объединяет в себе кварки и лептоны из фундам. представлений групп $SU(3)_c$ и $SU(2)$, вследствие чего при энергиях выше M_X кварки и лептоны становятся «равноправными». Механизм локального калибровочного взаимодействия между ними содержит векторные поля в присоединённом представлении (представлении — матрице) группы G, кванты к-рых наряду с глюонами и тяжёлыми промежуточными бозонами электрослабого взаимодействия содержат новые векторные частицы, связывающие между собой лептоны и кварки. Возможность превращения кварков в лептоны приводит к несохранению барионного числа. В частности, оказывается разрешённым распад протона, напр. по схеме $p \to e^+ + \pi^0$. Следует отметить, что программа великого объединения столкнулась с рядом трудностей. Одна из них имеет чисто теоретич. характер (т. н. проблема иерархии — невозможность поддержания в высших порядках теорий возмущений несоизмеримых масштабов энергий $M_X \sim 10^{15}$ ГэВ и $M_W \sim 10^2$ ГэВ). Др. трудность связана с несовпадением эксперим. данных по распаду протона с теоретич. предсказаниями.

Весьма обещающее направление развития совр. КТП связано с *суперсимметрией*, т. е. с симметрией

относительно преобразований, «перепутывающих» между собой бозонные поля $\varphi(x)$ (целого спина) с фермионными полями $\psi(x)$ (полуцелого спина). Эти преобразования образуют группу, являющуюся расширением группы Пуанкаре. Соответствующая алгебра генераторов группы, наряду с обычными генераторами группы Пуанкаре, содержит спинорные генераторы, а также антикоммутаторы этих генераторов. Суперсимметрию можно рассматривать как нетривиальное объединение группы Пуанкаре с внутр. симметриями, объединение, ставшее возможным благодаря включению в алгебру антикоммутирующих генераторов. Представления группы суперсимметрии — с у п е р п о л я Φ — заданы на *суперпространствах*, включающих помимо обычных координат x особые алгебраич. объекты (т. н. образующие *Грассмана алгебры* с инволюцией) θ, $\bar{\theta}$ — точно антикоммутирующие между собой элементы, являющиеся спинорами относительно группы Пуанкаре. В силу точной антикоммутативности θ, $\bar{\theta}$ все степени их компонент, начиная со второй, обращаются в нуль (соответствующая грассманова алгебра наз. нильпотентной), и поэтому разложения суперполей $\Phi(x, \theta, \bar{\theta})$ в ряды по θ, $\bar{\theta}$ превращаются в многочлены. Напр., в простейшем случае кирального (или аналитического) суперполя, зависящего в определ. базисе только от θ,

$$\Phi(x, \theta, \bar{\theta}) = \varphi(x_L, \theta), \quad x_L = x + i\theta\sigma\bar{\theta}$$

(σ — матрица Паули) будет:

$$\varphi(x_L, \theta) = A(x_L) + \theta^\alpha \psi_\alpha(x_L) + \theta^\alpha\theta_\alpha F(x_L).$$

Коэффициенты $A(x)$, $\psi_\alpha(x)$, $F(x)$ являются уже обычными квантовыми полями — скалярным, спинорным и т. д. Их наз. компонентными или составляющими полями.

С точки зрения компонентных полей суперполе — это просто составленный по определ. правилам набор конечного числа разных бозе- и ферми-полей с обычными правилами квантования. При построении суперсимметричных моделей требуют, чтобы взаимодействия также были инвариантны относительно преобразований суперсимметрии, т. е. представляли собой суперинвариантные произведения суперполей в целом. С обычной точки зрения это означает введение целой серии взаимодействий компонентных полей, взаимодействий, константы к-рых не произвольны, а жёстко связаны друг с другом. Это открывает надежду на точную компенсацию — всех или хотя бы нек-рых — УФ-расходимостей, происходящих от разных членов взаимодействия. Подчеркнём, что попытка реализовать такую компенсацию просто для набора полей и взаимодействий, не ограниченных групповыми требованиями, была бы бесперспективной из-за того, что раз установленная компенсация разрушалась бы при перенормировках.

Особенно интересными оказываются суперсимметричные модели, содержащие в качестве составляющих неабелевы калибровочные векторные поля. Такие модели, обладающие как калибровочной симметрией, так и суперсимметрией, наз. суперкалибровочными. В суперкалибровочных моделях наблюдается замечат. факт сокращения УФ-расходимостей. Обнаружены модели, в к-рых лагранжиан взаимодействия, будучи выражен через компонентные поля, представляется суммой выражений, каждое из к-рых по отдельности является перенормируемым и генерирует теорию возмущений с логарифмич. расходимостями, однако расходимости, отвечающие сумме диаграмм Фейнмана с вкладами разл. членов виртуального суперполя, компенсируют друг друга. Это свойство полного сокращения расходимости может быть поставлено в параллель известному факту понижения степени УФ-расходимости собств. массы электрона в КЭД при переходе от первоначальных нековариантных вычислений конца 20-х гг. к фактически ковариантной теории возмущений, учитывающей позитроны в промежуточных состояниях. Аналогия усиливается возможностью использования суперсимметричных правил Фейнмана, когда такие расходимости не появляются вовсе.

Полное сокращение УФ-расходимостей в произвольных порядках теории возмущений, установленное для ряда суперкалибровочных моделей, породило надежду на теоретич. возможность суперобъединения фундам. взаимодействий, т. е. такого, построенного с учётом суперсимметрии, объединения всех четырёх взаимодействий, включая гравитационное, при к-ром не только исчезнут неперенормируемые эффекты «обычной» квантовой гравитации, но и полностью объединённое взаимодействие окажется свободным от УФ-расходимостей. Физ. ареной суперобъединений являются масштабы порядка планковских (энергии $\sim 10^{19}$ ГэВ, расстояния порядка планковской длины $R_{\text{Pl}} \sim 10^{-33}$ см).

Для реализации этой идеи рассматривают суперкалибровочные модели, базирующиеся на суперполях, устроенных таким образом, что макс. спин составляющих их обычных полей равен двум. Соответствующее поле отождествляют с гравитационным. Подобные модели наз. супергравитационными (см. *Супергравитация*). Совр. попытки построения конечных супергравитаций используют представления о пространствах Минковского с числом измерений, большим четырёх, а также о струнах и суперструнах. Иными словами, «привычная» локальная КТП на расстояниях, меньших планковских, превращается в квантовую теорию одномерных протяжённых объектов, вложенных в пространства высшего числа измерений.

В том случае, если такое суперобъединение на базе супергравитац. модели, для к-рой будет доказано отсутствие УФ-расходимостей, произойдет, то будет построена единая теория всех четырёх фундам. взаимодействий, свободная от бесконечностей. Тем самым окажется, что УФ-расходимости не возникнут вообще и весь аппарат исключения расходимостей методом перенормировок окажется ненужным.

Что касается природы самих частиц, то не исключено, что теория приближается к новому качеств. рубежу, связанному с возникновением представлений об уровне элементарности более высоком, чем кварк-лептонный уровень. Речь идёт о группировке кварков и лептонов в поколения фермионов и первых попытках постановки вопроса о разных масштабах масс различных поколений на основе предсказания существования частиц, более элементарных, чем кварки и лептоны.

Лит.: А х и е з е р А. И., Б е р е с т е ц к и й В. Б., Квантовая электродинамика, 4 изд., М., 1981; Б о г о л ю б о в Н. Н., Ш и р к о в Д. В., Введение в теорию квантованных полей, 4 изд., М., 1984; их же, Квантовые поля, М., 1980; Б е р е с т е ц к и й В. Б., Л и ф ш и ц Е. М., П и т а е в с к и й Л. П., Квантовая электродинамика, 2 изд., М., 1980; В а й с к о п ф В. Ф., Как мы взрослели вместе с теорией поля, пер. с англ., «УФН», 1982, т. 138, с. 455; И ц и к с о н К., З ю б е р Ж.-Б., Квантовая теория поля, пер. с англ., т. 1—2, М., 1984; Б о г о л ю б о в Н. Н., Л о г у н о в А. А., О к с а к А. И., Т о д о р о в И. Т., Общие принципы квантовой теории поля, М., 1987.

Б. В. Медведев, Д. В. Ширков.

КВА́НТОВАЯ ХИ́МИЯ — область теоретич. химии, изучающая строение и хим. превращение атомов, молекул и др. многоатомных систем на основе квантовой механики. Осн. ур-ние К. х.— нерелятивистское *Шрёдингера уравнение:*

$$\hat{H}\psi = \mathcal{E}\psi,$$

где ψ — волновая ф-ция системы, зависящая от пространств. и спиновых координат всех частиц системы. $|\psi|^2$ характеризует пространств. распределение электронов и ядер в ней, $\mathcal{E}$ — полная внутренняя энер-

гия системы. Гамильтониан $\hat{H}$ для молекулы имеет вид

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2}\sum_{\alpha}^{N}\frac{1}{M_\alpha}\Delta_\alpha - \frac{\hbar^2}{2m}\sum_{i}^{n}\Delta_i - \sum_{\alpha,\,i}^{N,n}\frac{Z_\alpha e^2}{|R_\alpha - r_i|} + \\ + \sum_{i<j}^{n}\frac{e^2}{|r_i - r_j|} + \sum_{\alpha<\beta}^{N}\frac{Z_\alpha Z_\beta e^2}{|R_\alpha - R_\beta|},$$

где первый член описывает кинетич. энергию ядер, второй — кинетич. энергию электронов, третий — энергию их эл.-статич. притяжения ядрами, четвёртый — энергию взаимодействия электронов между собой, пятый — межъядерное отталкивание, Δ_α и Δ_i — операторы Лапласа, M_α — масса ядра атома α, m — масса электрона, e — его заряд, Z_α и Z_β — зарядовые числа ядер атомов α и β, R_α и R_β — координаты этих ядер, r_i и r_j — координаты i-го и j-го электронов, n — число электронов, N — число атомов в молекуле. Решения ур-ния Шрёдингера дают значения полной энергии системы $\mathcal{E}$ и волновой ф-ции ψ. Однако точные аналитич. решения получены только для атома водорода. Для более сложных систем при решении ур-ния Шрёдингера используют ряд последоват. приближений и численное решение на ЭВМ полученных ур-ний.

В первом — адиабатич.— приближении, предложенном М. Борном (M. Born) и Р. Оппенгеймером (R. Oppenheimer) в 1927, полагают, что движение электронов можно рассматривать как независимое от медленного движения ядер, т. к. массы ядер значительно (на 3—4 порядка) превышают массу электронов. Решение задачи в этом случае разбивается на два этапа: сначала решают ур-ние Шрёдингера только для электронной части гамильтониана при фиксированном положении ядер. При этом волновая ф-ция должна быть антисимметричной по отношению к перестановке электронов, т. е. при перестановке двух электронов с одинаковыми спинами полная волновая ф-ция должна менять знак (см. *Паули принцип*). Суммарная энергия взаимодействия ядер с электронами, электронов между собой и взаимодействия неподвижных атомных ядер является потенц. энергией ядер. Зависимость потенц. энергии ядер от их координат образует *потенциальную поверхность* ($3N-5$)-мерную для линейных и ($3N-6$)-мерную для всех остальных молекул, состоящих из N атомов. На этом этапе получают энергии основного и возбуждённых электронных состояний молекул. Затем решают задачу о движении (колебании) ядер в поле потенциала, полученного при решении предыдущей задачи, при этом получают значения колебат. энергии молекулы.

Основы квантовой теории многоэлектронных систем были заложены в работе В. Гейзенберга (W. Heisenberg; 1926), посвящённой атому гелия, а также в работах В. Гайтлера (W. Heitler) и Ф. Лондона (F. London) о молекуле водорода (1927). Они показали, что существование, устойчивость и свойства этих систем невозможно объяснить в рамках классич. представлений. Согласно В. Гайтлеру и Ф. Лондону, связывание между атомами в молекуле водорода обусловлено т. н. *обменным взаимодействием.*

Дальнейшее развитие теории многоэлектронных атомов связано с методом *самосогласованного поля*, предложенного в 1927 Д. Р. Хартри (D. R. Hartree). В нём взаимодействие каждого из электронов со всеми остальными заменяется взаимодействием с усреднённым полем, создаваемым остальными электронами. В 1930 В. А. Фок усовершенствовал метод Хартри, использовав для многоэлектронной волновой ф-ции представление в виде слейтеровского детерминанта:

$$\psi(x_1, x_2, \ldots, x_n) = \frac{1}{\sqrt{N!}}\det\begin{vmatrix} \varphi_1(x_1)\,\varphi_1(x_2)\ldots\varphi_1(x_n) \\ \varphi_2(x_1)\,\varphi_2(x_2)\ldots\varphi_2(x_n) \\ \ldots\ldots\ldots\ldots \\ \varphi_n(x_1)\,\varphi_n(x_2)\ldots\varphi_n(x_n) \end{vmatrix},$$

где $\varphi_j(x_j)$ — одноэлектронная спин-орбиталь (см. *Молекулярная орбиталь*), $x_j = (r_j,\ \alpha_j)$, где r_j — пространств. координаты, α_j — спиновые координаты электрона. Такой вид волновой ф-ции позволяет учесть принцип Паули. Одноэлектронные ф-ции (орбитали) находят, решая ур-ния Хартри — Фока (см. *Хартри — Фока метод*):

$$\hat{F}\varphi_i = \varepsilon_i\varphi_i,$$

где $\hat{F}$ — оператор, наз. фокианом, ε_i — энергии i-й заполненной орбитали (рассматриваются состояния системы, полный спин к-рой равен нулю). Энергия системы в этом случае равна:

$$\mathcal{E} = 2\sum_{i=1}^{n}\varepsilon_i - \sum_{i<j}^{n}(2I_{ij} - K_{ij}),$$

где

$$I_{ij} = e^2\int\int\frac{\varphi_i^2(r_1)\,\varphi_j^2(r_2)\,dv_1\,dv_2}{r_{12}}$$

и

$$K_{ij} = e^2\int\int\frac{\varphi_i(r_1)\,\varphi_j(r_1)\,\varphi_j(r_2)\,\varphi_i(r_2)\,dv_1\,dv_2}{r_{12}}$$

— соответственно кулоновский и обменный интегралы, представляющие собой ср. энергию эл.-статич. отталкивания и обменного взаимодействия пары электронов, находящихся на i-й и j-й орбиталях, n — число электронных пар, v_1 и v_2 — пространств. объёмы, в к-рых изменяются координаты первого и второго электронов соответственно. Система ур-ний Хартри — Фока является системой нелинейных интегродифференц. ур-ний. Нелинейность ур-ний означает, что их решения φ_i есть собств. ф-ции оператора $\hat{F}$, к-рый, в свою очередь, определяется через орбитали φ_i. Эта особенность ур-ний Хартри — Фока позволяет решать их *итераций методом.*

В 1927—29 Ф. Хунд (F. Hund) и Р. С. Малликен (R. S. Mulliken) развили идею нового подхода к поиску волновой ф-ции молекулы — т. н. метод молекулярных орбиталей (МО). Метод МО рассматривает движение электронов молекулы в поле, создаваемом всеми остальными электронами и ядрами атомов молекулы. Полная энергия молекулы с волновой ф-цией в виде МО определяется соотношением

$$\mathcal{E} = 2\sum_{i=1}^{n}\varepsilon_i - \sum_{i<j}^{n}(2I_{ij} - K_{ij}) + \sum_{\alpha<\beta}^{N}\frac{Z_\alpha Z_\beta e^2}{|R_\alpha - R_\beta|};$$

энергия МО ε_i является энергией электрона, находящегося на i-й МО. Для нахождения одноэлектронной ф-ции МО можно использовать метод Хартри — Фока, однако практич. решение сложно и проводится только для атомов и двухатомных молекул. Для всех остальных систем используют приближение, предложенное С. С. Рутаном (C. C. Roothaan; 1951): атомные орбитали обычно представляют в виде разложения по базисным ф-циям χ_μ слейтеровского или гауссовского типа, также центрированным на ядрах:

$$\varphi_i = \sum_{\mu=1}^{N} c_{\mu i}\chi_\mu,\quad i = 1,\ 2,\ \ldots,\ n,$$

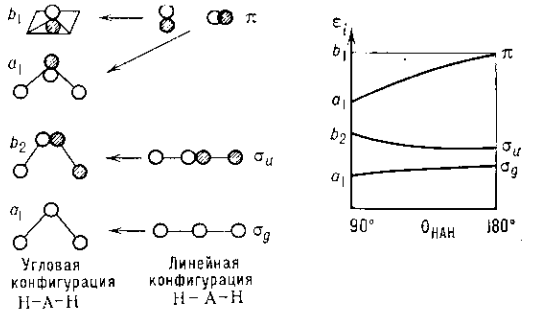
и вместо самих ф-ций φ_i оптимизирует коэффициенты $c_{\mu i}$. В результате система интегродифференц. ур-ний Хартри — Фока переходит в систему алгебраич. ур-ний Хартри — Фока — Рутана. Эти ур-ния положены в основу алгоритмов всех неэмпирических программ К. х.

Один из важных результатов теории Хартри — Фока — теорема Купменса: энергия орбитали ε_i, получаемая при решении ур-ний Хартри — Фока, даёт при-

ближённое значение потенциала ионизации электрона, занимающего i-ю МО. В эксперим. исследованиях наблюдается последовательность (по энергиям) ионизованных состояний. Теорема Купменса позволяет приближённо интерпретировать эту последовательность как отрыв электронов с последовательных МО. Теорему Купменса используют при интерпретации эксперим. данных фотоэлектронной и рентгеноэлектронной спектроскопии.

Процесс возбуждения электрона можно рассматривать и как переход электрона с заполненной МО на вакантную. В этом случае для оценки энергии возбуждения $\Delta\mathcal{E}_{\text{возб}}$ можно использовать соотношение $\Delta\mathcal{E}_{\text{возб}} \approx -\varepsilon_i + \varepsilon_a$, где ε_i — энергия заполненной МО, а ε_a — энергия вакантной МО. Такой подход используется при интерпретации спектров электронного возбуждения, оже-спектров и т. д.

Качеств. представления о структуре МО (т. н. узловой структуре) лежат в основе мн. теорий формы молекул и протекания хим. реакций. Наиб. известной теорией качеств. формы молекул в приближении МО является теория Уолша, в основу к-рой положено соотношение $\partial\mathcal{E}/\partial\theta \approx \partial(\sum_i^{\text{вал}} \varepsilon_i)/\partial\theta$, где θ — валентный угол молекулы. Для предсказания формы молекул необходимо знать, как зависит энергия МО от внутр. координат: если сумма энергий МО при изгибании линейной молекулы будет понижаться, то её устойчивая конфигурация угловая, причём угол θ может быть рассчитан (рис.).



Протекание хим. реакций качественно объясняют на основе метода МО в рамках правил Вудворда — Гоффмана, правил Пирсона, метода Фукуи и др.; наиболее часто используют правила Вудворда — Гоффмана. Применяя эти правила, строят корреляц. диаграммы хим. реакций, для этого: выделяют хим. связи и орбитали, к-рые наиболее сильно изменяются в ходе реакции; задав путь сближения реагентов или отд. связей при внутримолекулярных реакциях в направлении формирования ожидаемой структуры переходного состояния, классифицируют МО реагентов и продуктов по свойствам симметрии, присущей выбранной структуре переходного состояния; устанавливают соответствие между МО реагентов и продуктов в рамках выбранной классификации орбиталей по симметрии. При этом учитывают оси и плоскости симметрии, проходящие через рвущиеся и образующиеся в ходе реакции связи. Если в процессе хим. реакции все заполненные МО реагентов переходят в заполненные МО продуктов в осн. состоянии (сохраняется орбитальная симметрия), то данная реакция наз. р а з р е ш ё н н о й. Если в процессе такой реакции происходит пересечение уровней заполненных и вакантных МО реагентов и продуктов, то реакция наз. з а п р е щ ё н н о й.

Рассмотрение протекания хим. реакций на основе правил Вудворда — Гоффмана носит качеств. характер, запрет по симметрии не означает невозможности протекания реакции в данном электронном состоянии. Однако запрещённые по симметрии реакции имеют высокие потенц. барьеры или включают промежуточное образование радикалов (или ионов). Реакции же, разрешённые по симметрии в осн. состоянии, имеют, как правило, низкие потенц. барьеры или не имеют их совсем.

Последоват. решение ур-ний Хартри — Фока — Рутана на ЭВМ лежит в основе неэмпирич. методов К. х. Однако вычисление волновых ф-ций и энергий в приближении Хартри — Фока — Рутана сопряжено со значит. трудностями, т. к. число интегралов, описывающих межэлектронное отталкивание, при увеличении размеров молекулярной системы растёт как N^4, где N — число базисных ф-ций. Поэтому для сложных систем применяют полуэмпирич. методы, в к-рых большая часть интегралов заменяется экспериментально полученными данными (потенциалы ионизации и сродство к электрону атома). Эти методы были распространены в ранних квантовомеханич. исследованиях.

Приближение Хартри — Фока — Рутана во мн. случаях даёт большие погрешности (напр., отрицат. значение энергии связи для F_2, неправильную симметрию для осн. электронного состояния молекулы C_2, неправильный знак для дипольного момента CO; приводит к неправильной последовательности ионизированных состояний молекул F_2, N_2 и т. д.). Для устранения недостатков этого метода учитывают энергии корреляции электронов, что позволяет определить отклонение идеализированной одноэлектронной модели от реальной.

Для учёта энергии корреляции электронов в неэмпирич. расчётах чаще всего используют два подхода: метод конфигурац. взаимодействия и теорию возмущений. В методе конфигурац. взаимодействия волновая ф-ция записывается в виде линейной комбинации слейтеровских детерминантов ψ_k, отвечающих разным заполнениям МО:

$$\psi_{\text{полн}} = \sum_{k=1}^{M} A_k \psi_k,$$

где M — число учитываемых конфигураций. Волновые ф-ции при таком подходе находят при решении электронной части ур-ния Шрёдингера вариац. методом. В теории возмущений точные решения ур-ния Шрёдингера $\hat{H}\psi = \mathcal{E}\psi$ ищутся на основе известных решений ур-ния Шрёдингера $H^{(0)}\psi^{(0)} = \mathcal{E}^{(0)}\psi^{(0)}$ с модельным гамильтонианом $\hat{H}^{(0)}$, к-рый отличается от точного на малое возмущение w; волновую ф-цию и энергию ищут в виде рядов:

$$\psi = \psi^{(0)} + \psi^{(1)} + \psi^{(2)} + \ldots$$

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}^{(0)} + \mathcal{E}^{(1)} + \mathcal{E}^{(2)} + \ldots$$

В квантовохим. расчётах за $\hat{H}^{(0)}$ выбирают гамильтониан Хартри — Фока — Рутана, а за возмущение w — оператор, описывающий электронную корреляцию. Оба эти метода позволяют, в принципе, получать практически точные решения нерелятивистского ур-ния Шрёдингера.

Прогресс в вычислит. технике стимулировал развитие неэмпирич. методов К. х., в т. ч. методов, учитывающих энергию электронной корреляции. Высокая точность неэмпирич. расчётов мн. молекулярных характеристик позволила изучать свойства молекул независимо от эксперимента, что привело к ряду принципиально новых результатов. Так, одним из неопровержимых постулатов считалось представление о том, что макс. валентность атома углерода равна 4 и, следовательно, в соединениях с одновалентными лигандами его координац. число равно 4. Однако с помощью неэмпирич. расчётов П. Р. Шлейер (P. R. Schleyer; 1982—83) предсказал существование стабильных молекул CLi_5 и CLi_6, к-рые позднее были экспериментально обнаружены. С помощью расчётов было открыто большое число структурно-нежёстких молекул, в к-рых обнару-

жены колебания ядер большой амплитуды (порядка длины хим. связи) для валентносвязанных атомов. В таких молекулах нарушается традиц. деление взаимодействий на валентные и невалентные, и их невозможно описать в рамках классич. представлений. На основе неэмпирич. расчётов было также идентифицировано большое число молекул в межзвёздном пространстве. На теоретически рассчитанных значениях атом-атомных потенциалов основаны современные исследования структуры и термодинамики жидкостей, расплавов и растворов.

В рамках К. х., наряду с традиц. расчётами геом. и электронной структуры молекул, развиваются квантовая теория полимерных молекул, движения ядер в ходе хим. реакции, теория фотовозбуждения и т. п. Успешное развитие методов К. х. во многом зависит от развития методов квантовой механики, квантовой теории поля и статистич. физики, методов вычислит. математики.

Лит.: Фок В. А., Начала квантовой механики, 2 изд., М., 1976; Слэтер Дж., Методы самосогласованного поля для молекул и твердых тел, пер. с англ., М., 1978; Минкин В. И., Симкин Б. Я., Миняев Р. М., Теория строения молекул, М., 1979; Фудзинага С., Метод молекулярных орбиталей, пер. с япон., М., 1983.

А. И. Болдырев, А. А. Овчинников.

КВА́НТОВАЯ ХРОМОДИНА́МИКА (КХД) — квантовая теория сильного взаимодействия цветных глюонных и кварковых полей. Построена на основе принципа локальной *калибровочной инвариантности* относительно преобразований в трёхцветном комплексном пространстве *внутренних симметрий*. По совр. представлениям, КХД составляет основу описания сильного взаимодействия между адронами и ответственна за силы, связывающие *кварки* в адроны.

КХД возникла в нач. 70-х гг. в результате синтеза представления о *цвете* кварков, партонной картины глубоко неупругого взаимодействия (см. *Партоны*) и аппарата неабелевых *калибровочных полей*.

Кварковая модель, согласно к-рой все адроны являются связанными состояниями либо пары кварк-антикварк (мезоны), либо трёх кварков (барионы), хорошо объясняла систематику адронов, т. е. их группировку по свойствам в унитарные и изотопич. мультиплеты, расщепление по массам внутри этих мультиплетов, а также нек-рые статич. свойства адронов (напр., отношения величин магн. моментов). Важным составным элементом этой картины было либо предположение о *парастатистике*, либо о существовании дополнит. характеристики кварков — цвета, введение к-рого диктовалось необходимостью утроения числа кварков каждого типа (аромата) для того, чтобы, не входя в противоречие с принципом Паули, можно было построить нек-рые барионы (напр., Δ^{++}, состоящий из трёх *u*-кварков с одинаковым направлением спина). При этом необходимо накладывать дополнит. условие «бесцветности» реально наблюдаемых адронов. Отсутствие в природе дикварковых мезонов, а также величины вероятности распада $\pi^0 \to 2\gamma$ и сечения аннигиляции e^+e^- в адроны однозначно указывали на симметрию относительно преобразований в цветовом пространстве, соответствующую группе $SU(3)$ [эта группа часто маркируется ниж. индексом «*c*» — от англ. colour — цвет, $SU(3)_c$].

Представление о партонах возникло из обнаруженного экспериментально различия в поведении *структурных функций* глубоко неупругих процессов и *формфакторов* упругого рассеяния лептонов на адронах, к-рые оказалось возможным совместить только на основе предположения о существовании точечных (слабо взаимодействующих) составляющих адронов — партонов. Дальнейшее эксперим. изучение *жёстких процессов*, в к-рых исследовалась структура адрона на малых расстояниях, показало, что заряж. партоны тождественны кваркам и антикваркам. Т. о., получалось, что, с одной стороны, на расстоянии порядка радиуса адрона ($\sim 10^{-13}$ см) кварки должны достаточно сильно взаимодействовать, чтобы образовывать такие прочные системы, как адроны, а с другой стороны, эффективная константа этого взаимодействия должна ослабевать на расстояниях порядка 0,1 радиуса адрона. Ослабление эфф. константы взаимодействия кварков с уменьшением расстояния было позднее названо *асимптотической свободой*. Возрастание константы взаимодействия с ростом расстояния давало надежду на объяснение явления «невылетания кварков» (т. н. конфайнмента), проявляющегося в отсутствии свободных кварков (см. *Удержание цвета*). Напр., интенсивный рост взаимодействия между разлетающимися кварком (q) и антикварком ($\bar{q}$), образовавшимися в процессе аннигиляции e^+ и e^- (рис. 1), приводит к рождению из вакуума кварк-антикварковых пар и обесцвечиванию ими как разлетающихся кварка и антикварка, так и друг друга. В результате вместо q и $\bar{q}$ наблюдаются две адронные струи, летящие в системе центра инерции в противоположные стороны.

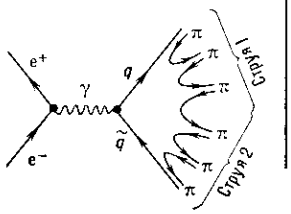


Рис. 1. Аннигиляция электрон-позитронной пары в две адронные струи в кварковой модели адронов.

Решающим шагом к созданию КХД было установление свойства ослабления взаимодействия с уменьшением расстояния для класса калибровочных квантовых теорий поля (КТП), основанных на неабелевых группах симметрии. К их числу относится и группа $SU(3)$ преобразований в цветовом пространстве.

Основу КХД образуют три цветных состояния кваркового *Дирака поля* $q^\alpha(x)$ каждого *аромата* (u, d, s, c, b, ...) (x — точка пространства-времени, $\alpha = 1, 2, 3$ — цветовой индекс), преобразующихся друг через друга при преобразованиях в цветовом пространстве. Квантами полей являются цветные кварки. По своей структуре КХД напоминает *квантовую электродинамику* (КЭД), но имеет существ. отличия. Аналогично тому, как в КЭД электрич. заряд вследствие калибровочной симметрии порождает эл.-магн. поле, цветные кварки в КХД порождают восемь разновидностей цветовых глюонных полей — векторных калибровочных полей Янга — Миллса (см. *Янга — Миллса поля*). Поскольку глюонные поля, в отличие от эл.-магнитного, несут цветовой заряд, они сами порождают глюонные поля и взаимодействуют друг с другом. Вследствие этого ур-ния для глюонных полей (в отличие от *Максвелла уравнений* в вакууме) нелинейны. Квантами глюонного поля являются восемь *глюонов* (аналоги фотона в КЭД), имеющих нулевую массу покоя и спин 1. При испускании и поглощении глюонов кварки (и глюоны) могут менять свой цвет, но не меняют аромата. Указанные характерные особенности КХД находят эксперим. подтверждения в многочисл. измерениях жёстких процессов, а также в свойствах *кваркониев* — связанных состояниях тяжёлых кварков c, b, ... со своими антикварками ($c\bar{c}$, $b\bar{b}$, ...).

Классическая хромодинамика. Кварковые поля $q^\alpha(x)$ реализуют фундам. *представление группы* $SU(3)_c$. Ур-ние движения для кварковых полей, инвариантное относительно калибровочных преобразований, получается (как и в электродинамике) путём замены производной $\partial_\mu \equiv \partial/\partial x_\mu$ ($\mu = 0, 1, 2, 3$) в *Дирака уравнении* для свободного поля на т. н. *ковариантную производную*

$$D_\mu = I\partial_\mu + igB_\mu(x), \qquad (1)$$

где g — константа цветового взаимодействия (используется система единиц $\hbar = c = 1$), $B_\mu(x)$ — четырёхмерный векторный потенциал глюонного поля в точке x, каждая компонента к-рого представляет собой бесспе-

довую ($\mathrm{Sp}B_\mu=0$) эрмитову матрицу 3×3 в цветовом пространстве [реализует присоединённое представление группы $SU(3)_c$], а I — единичная матрица в этом же пространстве.

Тензор напряжённости глюонного поля $G_{\mu\nu}$ строится аналогично электродинамике, но с помощью ковариантной производной (1):

$$G_{\mu\nu}=\frac{1}{ig}[D_\mu, D_\nu]_- = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu - ig[B_\mu, B_\nu]_- \quad (2)$$

(скобки $[\ldots, \ldots]_-$ означают коммутатор), т. е. он нелинейно выражается через потенциалы. Это приводит к нелинейным ур-ниям для глюонных полей (т. н. Янга — Миллса уравнениям), к-рые можно записать как

$$\partial_\mu G_{\mu\nu}(x) = -\left[j_\nu^{\text{кв}}(x)+j_\nu^{\text{гл}}(x)\right] \quad (3)$$

(здесь и ниже по дважды встречающемуся индексу предполагается суммирование); наряду с кварковым источником глюонных полей — плотностью кваркового тока $j_\nu^{\text{кв}}$ — они содержат плотность глюонного тока $j_\nu^{\text{гл}}=-ig[B_\mu, G_{\mu\nu}]_-$, нелинейно зависящую от глюонных полей, не имеющую аналога в электродинамике (где компоненты эл.-магн. поля — простые, нематричные ф-ции от x и коммутатор обращается в нуль).

Интегралы $Q=\int d^3x(j_0^{\text{кв}}+j_0^{\text{гл}})$ образуют матрицу аддитивного цветового заряда. В квантовой теории цветовыми зарядами, характеризующими состояние кварк-глюонной системы, наз. собств. значения двух взаимно коммутирующих операторов этой матрицы. Их числовые величины определяются константой взаимодействия g. Соответствующая ур-ниям движения (3) плотность ф-ции Лагранжа в хромодинамике имеет вид

$$L=\sum\nolimits_f \bar{q}_f(x)(i\gamma_\mu D_\mu - m_f)q_f(x) - \frac{1}{2}\mathrm{Sp}(G_{\mu\nu}G_{\mu\nu}), \quad (4)$$

где γ_μ — *Дирака матрицы*, $q_f=\{q_f^\alpha\}$ — кварковое поле Дирака аромата f, представляющее собой столбец в цветовом пространстве, а m_f — т. н. токовая масса кварка данного аромата (черта сверху означает дираковское сопряжение).

Матрицы B_μ, $G_{\mu\nu}$ могут быть разложены по восьми *генераторам группы* $SU(3)$ в фундам. представлении ${}^1/_2\lambda^a_{\alpha\beta}$, напр.

$$B^{\alpha\beta}_\nu=\frac{1}{2}\lambda^a_{\alpha\beta}B^a_\nu, \quad a=1, 2, \ldots 8, \quad (5)$$

где $\lambda^a_{\alpha\beta}$ — *Гелл-Мана матрицы* 3×3.

Квантование и диаграммы Фейнмана. Последоват. схемы квантования в КХД пока нет. Обычно используемое квантование кварковых и глюонных полей проводится во *взаимодействия представлении* для свободных полей, и в этом отношении оно формально не отличается от квантования в КЭД. Ясно, однако, что такая операция в КХД незаконна из-за отсутствия свободных кварков и глюонов. Она приводит к неустранимым *инфракрасным расходимостям* в теории возмущений. Устранение этого дефекта в аппарате теории и разработка непротиворечивой процедуры квантования, по-видимому, тесно связаны с ненайденным пока решением проблемы удержания цвета.

Др. особенность квантования КХД — более сложный способ исключения нефизич. продольных полей потенциала B_μ при использовании ковариантного условия калибровки $\partial_\mu B_\mu=0$. В отличие от КЭД, где продольная часть поля $\eta(x)=\partial_\mu A_\mu(x)$ подчиняется свободному ур-нию движения (т. е. соответствующие ей «η-частицы» не могут рождаться, если их не было в нач. состоянии), ур-ние для η-полей в КХД оказывается нелинейным и глюонное поле B_μ может порождать η-частицы. Для устранения их в нач. и конечном состояниях достаточно наложить на глюоны в этих состояниях условие поперечности: $\eta^{\text{нач}}=\eta^{\text{кон}}=0$. Однако это не устраняет η-частицы из вакуумных флуктуаций (глюонных петель), что приводит к нарушению условия унитарности.

Способ устранения нефизич. полей результативно сводится к введению дополнит. октета фиктивных скалярных полей $\Phi(x)$ — т. н. полей *Фаддеева — Попова духов*, к-рые удовлетворяют тому же ур-нию, что и η-поля, но квантуются по *Ферми — Дирака статистике* (антикоммутируют). Это приводит к тому, что в соответствии с правилами Фейнмана (см. *Фейнмана диаграммы*) каждой замкнутой петле духов следует приписывать множитель —1. Т. о., на каждую η-петлю появляется Ф-петля, к-рая её компенсирует. При строгом подходе, т. е. при квантовании *функционального интеграла методом*, поля духов появляются автоматически как следствие условий калибровки.

Существуют, однако, условия калибровки, при к-рых духи Фаддеева — Попова не появляются. К ним относятся, напр., т. н. аксиальные калибровки $n_\mu B_\mu=0$ (или $B_0=0$) и фоковская калибровка $(x-x_A)_\mu B_\mu(x)=0$, где n_μ — произвольный постоянный 4-вектор, x_A — фиксированная точка пространства-времени. *Пропагатор* глюона в этих калибровках оказывается релятивистски неинвариантным, т. к. зависит от выбора либо n_μ, либо x_A. Однако в окончат. выражениях для физически измеряемых величин эта зависимость пропадает.

Наиболее существ. отличие диаграмм Фейнмана теории возмущений в КХД (по сравнению с КЭД) — наличие в них (кроме кварк-глюонной вершины; рис. 2, *а*) трёхглюонных, четырёхглюонных и дух-глюонных вершин (рис. 2, *б*, *в*, *г*). Правила Фейнмана позволяют вычислять любые процессы с участием кварков и глюонов. Однако, как и в КЭД, интегралы по импульсам виртуальных частиц оказываются бесконечными, расходящимися при больших или малых импульсах (*ультрафиолетовые расходимости* и ИК-расходимости).

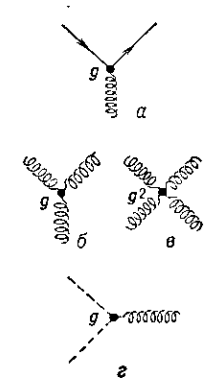


Рис. 2. Вершины диаграмм Фейнмана в КХД. Сплошные линии изображают кварки, спиральные — глюоны, пунктирные — духи Фаддеева — Попова; g — константа взаимодействия.

ИК-расходимости фактически обходят тем, что при расчётах процессов с участием адронов всегда рассматривают кварк-глюонные (партонные) подпроцессы (см. ниже), происходящие на малых расстояниях (меньших размера адронов), т. е. к.-л. образом регуляризованные (напр., обрезанные) в области малых импульсов (см. *Регуляризация расходимостей*). Зависимость же сечений подпроцесса от параметра ИК-регуляризации выделяется в виде сомножителей и включается в волновые ф-ции адронов, рассматриваемые как феноменологич. (невычислимые) элементы схемы (свойство факторизации; см. ниже).

Для борьбы с УФ-расходимостями применяются стандартные способы регуляризации и *перенормировки* в КТП (чаще всего т. н. размерной регуляризации, сохраняющей калибровочную симметрию). Напр., все УФ-расходимости в глюонном пропагаторе типа рис. 3 собираются в константу ренормировки глюонных полей. Точно так же расходимости в пропагаторах кварков и духов собираются в добавку к массе кварка (массы глюона и духа вследствие калибровочной инвариантности не перенормируются) и в константы ренормировки кваркового и духового полей, а расходимости вершинных частей кварк-глюонной, трёх- и четырёхглюонной и дух-глюонной — в константы ренормировки заряда. Др. УФ-расходимостей КХД не содержит.

Для матричных элементов *матрицы рассеяния* все эти бесконечные множители собираются после перенормировки векторов состояний кварка и глюона в эфф. (токовую) массу кварка $m_f(\mu^2)$ и эфф. константу взаимодействия $g^2(\mu^2)$, где μ^2 — пек-рый параметр размерности квадрата импульса, появившийся в результате регуляризации и перенормировки (напр., квадрат 4-импульса точки вычитания).

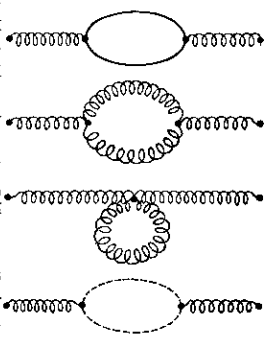


Рис. 3. Диаграммы радиационных поправок к глюонному пропагатору.

Характерной чертой перенормировочной процедуры в КХД является зависимость токовой массы кварков от μ^2. Она связана с отсутствием выделенной точки вычитания для пропагаторов из-за предполагаемой ненаблюдаемости кварков как свободных частиц (т. е. с отсутствием полюсов у полной ф-ции Грина кварков).

Ренормализационная группа и асимптотическая свобода. Особую роль в КДХ играет *ренормализационная группа* (ренормгруппа) ввиду того, что константа взаимодействия $g^2(\mu^2)$ оказывается не очень малой (см. ниже), а члены $[g^2(\mu^2)\ln(q^2/\mu^2)]^n$ (где q^2 — квадрат характерной передачи 4-импульса), возникающие при вычислениях по теории возмущений,-- достаточно большими и требующими суммирования, к-рое удобно выполнять с помощью аппарата ренормгруппы. *Инвариантный заряд* ренормгруппы $\tilde{g}^2[Q^2, \mu^2, g^2(\mu^2)]$, к-рый не зависит от выбора параметра нормировки μ^2, определяет эфф. константу взаимодействия при квадрате переданного 4-импульса $q^2 \equiv -Q^2$, или на расстоянии порядка $1/Q$ (при определении инвариантного заряда можно исходить из любой вершинной части, соответствующей вершинам рис. 2). Его поведение целиком задаётся видом *бета-функции* ур-ний ренормгруппы и граничным условием $\tilde{g}^2(Q^2=\mu^2)=g^2(\mu^2)$.

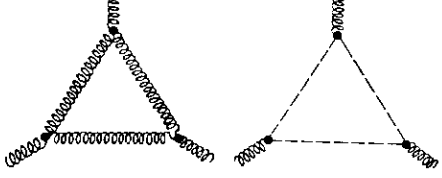


Рис. 4. Диаграммы радиационных поправок к трёхглюонной вершине (рис. 2, *б*).

В низшем порядке по теории возмущений β-функция (при использовании, напр., определения инвариантного заряда через трёхглюонную вершину) выражается через коэффициенты при $-\ln\mu^2$ вкладов диаграмм рис. 3, 4. При этом вклад первой из диаграмм рис. 3 положителен и пропорц. числу ароматов кварков n_f (сейчас их открыто 5), а вклады каждой из остальных пропорц. числу цветов n_c (=3) и в сумме имеют отрицат. знак.

Точные вычисления дают для β-функции

$$\beta(g^2)=\frac{1}{3}(2n_f-11n_c)\left(\frac{g^2}{4\pi}\right)^2,$$

а для эфф. константы взаимодействия — *эффективного заряда* α_s:

$$\alpha_s(Q^2)=\frac{g^2(Q^2)}{4\pi}=\frac{12\pi\alpha_s(\mu^2)}{12\pi+(33-2n_f)\,\alpha_s(\mu^2)\ln(Q^2/\mu^2)}=$$

$$=\frac{12\pi}{(33-2n_f)\ln(Q^2/\Lambda^2)}, \qquad (6)$$

т. е., в отличие от КЭД, эфф. заряд уменьшается с ростом Q^2 (если число ароматов $n_f<17$). Это уменьшение эфф. взаимодействия с уменьшением расстояния (ростом Q^2) — наиб. характерная черта КХД.

Эфф. цветовой заряд цветного объекта (в отличие от эфф. электрич. заряда) по мере приближения к нему стремится к нулю, т. е. объект становится асимптотически свободным (невзаимодействующим). Это явление антиэкранировки заряда из-за *поляризации вакуума* в неабелевых калибровочных теориях поля было обнаружено в 1973 Д. Политцером (D. Politzer), а также Д. Гроссом (D. Gross) и Ф. Вильчеком (F. Wilczek) и является важнейшим свойством КХД. Оно позволяет использовать для анализа процессов с участием адронов аппарат теории возмущений с тем большей уверенностью, чем больше происходящие в них передачи импульсов, и тем самым рассчитывать характеристики адронных процессов, связанные с взаимодействием кварков и глюонов на малых расстояниях. Напр., при уменьшении расстояния от 10^{-13} см до 10^{-14} см эфф. константа падает почти на порядок. Заметим, что последнее выражение в (6) представляет собой явно ренорм-инвариантное, т. е. не зависящее от точки нормировки, выражение для эфф. заряда через фундам. постоянную Λ, имеющую размерность импульса. Здесь проявилась ещё одна особенность КХД — появление фундам. размерной постоянной в теории с безразмерной константой взаимодействия. Это явление было названо р а з м е р н о й т р а н с м у т а ц и е й. Оно связано с тем, что в КХД из-за удержания цвета невозможно создать статич. глюонные поля и поэтому нельзя поставить опыт Милликена (по определению отношения заряда к массе). По этой же причине в КХД неверны *низкоэнергетические теоремы*.

Числовое значение Λ в разл. схемах регуляризации будет разным; в наиб. распространённой схеме т. н. у с е ч ё н н о й р а з м е р н о й р е г у л я р и з а ц и и её эксперим. величина равна: Λ=160(100) МэВ.

С уменьшением Q^2 эфф. заряд растёт и при $Q^2=\Lambda^2$ формально становится бесконечным. Однако гораздо раньше (при $Q\leqslant 10\Lambda$) оказывается некорректным однопетлевое приближение для ф-ции β, на основе к-рого было получено выражение (6). Двухпетлевое приближение позволяет продвинуться (с погрешностью ~ 10 %) до $Q\approx(3-5)\Lambda$ (т. е. до $Q\approx 1$ ГэВ). Немного ниже удаётся продвинуться с помощью трёхпетлевого приближения, но в этой области α_s становится порядка 1 и разложение для β, к-рое является асимптотич. рядом (см. *Асимптотическое разложение*), перестаёт быть эффективным.

Как отмечалось, широко распространена надежда связать рост эфф. заряда при увеличении расстояния с явлением удержания цвета, препятствующим выбиванию кварков и глюонов из адрона, однако какое-либо строгое доказательство этого положения пока отсутствует.

При получении выражения (6) предполагалось также, что передача импульса Q много больше удвоенной массы кварков всех ароматов. Более точные расчёты показывают, что в области, где Q много больше удвоенной массы лёгких кварков, но много меньше удвоенной массы тяжёлых (т. е. 1 ГэВ$^2\leqslant Q^2\ll$10 ГэВ^2), вклады последних несущественны и n_f следует считать равным 3. Однако с ростом Q^2 после перехода через порог возбуждения пары очарованных кварка-антикварка $c\bar{c}$ ($Q^2>$10 ГэВ^2) n_f становится равным 4, а затем ($Q^2>$ >100 ГэВ^2) и 5. Это приводит не только к увеличению эфф. заряда α_s, но и к нек-рому замедлению его спадения с ростом Q^2.

КХД и адронные процессы. Естеств. областью применения теории возмущений КХД по эфф. заряду являются жёсткие процессы с участием адронов, т. е. высокоэнергетич. процессы с большими передачами импульса. Основу такого применения составляют к в а р к-а д р о н н а я д у а л ь н о с т ь и ренормализац. инвариантность амплитуд и сечений физ. процессов. Гипотеза кварк-адронной дуальности состоит в том, что любое бесцветное состояние с данными квантовыми числами можно представить либо как суперпозицию

адронных состояний, либо как суперпозицию кварк-глюонных состояний с теми же квантовыми числами. Эта гипотеза присутствует во всех приложениях КХД. Напр., полное сечение аннигиляции электрон-позитронной пары в адроны, σ ($e^+e^- \to$ адроны), зависит только от одной импульсной переменной — квадрата полной энергии пары Q^2 в системе центра масс. Гипотеза о кварк-адронной дуальности позволяет приравнять его к сечению процесса $e^+e^- \to$ кварки + глюоны, а *оптическая теорема* — выразить его через мнимую часть полной ф-ции Грина фотона (рис. 5; волнистые линии изображают фотоны). Обычно это сечение записывают в виде

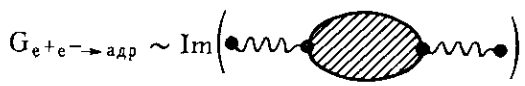


Рис. 5. Связь сечения аннигиляции e^+e^- с полной функцией Грина фотона.

$$\sigma(e^+e^- \to \text{адроны}) = \sigma_0 R\,[Q^2/\mu^2,\ \alpha_s(\mu^2)],$$

где $\sigma_0 = 4\pi\alpha^2/3Q^2$ — сечение аннигиляции пары e^+e^- в пару $\mu^+\mu^-$, рассчитываемое по КЭД, $\alpha = e^2/4\pi \approx \approx 1/137$ (e — элементарный электрич. заряд), а R — нек-рая безразмерная ф-ция. Согласно ренормализац. инвариантности, эта ф-ция, как и сечение, не зависит от выбора нормировки μ^2. Положив $\mu^2 = Q^2$, получим

$$R(Q^2/\mu^2,\ \alpha_s(\mu^2)) = R(1,\ \alpha_s(Q^2)), \qquad (7)$$

где при достаточно больших Q^2 благодаря свойству асимптотич. свободы можно пользоваться теорией возмущений по α_s. Вычисления в двухпетлевом приближении (рис. 6) дают

$$R = \sum\nolimits_q e_q^2\,[1 + \alpha_s(Q^2)/\pi + \ldots], \qquad (8)$$

где суммирование производится по всем цветам и ароматам квадратов зарядов кварков (e_q — заряд кварка в единицах e), а $\alpha_s(Q^2)$ определяется ф-лой (6). Т. о., отношение R должно логарифмически приближаться к своему партонному пределу (т. е. к сумме квадратов зарядов всех кварков всех цветов). Изменение R с Q^2 оказывается, однако, настолько медленным [1—2% при $Q^2 \approx (100—1000)$ ГэВ^2], что обнаружить его при достигнутой точности эксперим. данных практически невозможно.

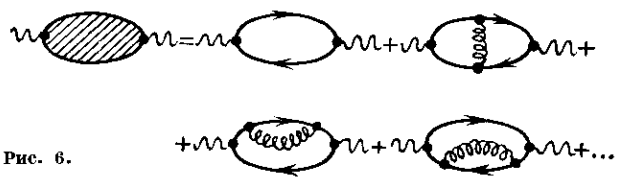


Рис. 6.

В выражении (8) отброшены не только поправки с более высокими степенями $\alpha_s(Q^2)$, но и степенные поправки типа $(1/Q^2)^n$. Они возникают в тех случаях, когда большой импульс Q распределяется не по всем виртуальным линиям фейнмановских диаграмм равномерно (и виртуальность каждой из них велика), а «обходит» к.-л. из них (на рис. 7 они изображены заштрихованными блоками). Малый квадрат виртуального импульса соответствующей линии не позволяет воспользоваться теорией возмущений для вычисления её пропагатора. Вклады таких диаграмм оказываются пропорц. *вакуумным средним* значениям глюонных и кварковых полей: $\langle 0|G^a_{\mu\nu}G^a_{\mu\nu}|0\rangle$ и $\langle 0|\bar{q}_f(0)q_f(0)|0\rangle$ (где $\langle 0|$ — вектор состояния вакуума), обусловленным глюонным и кварковым конденсатами в вакууме (см. *Вакуумный конденсат*), к-рые рассматриваются как феноменологич. параметры схемы, т. е. подбираются в к.-л. одном эксперименте, а затем используются в других. В принципе они могут быть вычислены методами, не использующими теорию возмущений [напр., методом вычислений на решётке (см. ниже)]. Т. к. эти параметры размерны ($[G_{\mu\nu}] = \text{см}^{-2}$, $[q] = \text{см}^{-3/2}$), то (для компенсации размерностей) они должны входить в поправочные слагаемые с множителями Q^{-4} и Q^{-6} (в поправки, как правило, входит квадрат вакуумного конденсата кварковых полей).

Используемый обычно метод учёта наиболее существ. части таких поправок в простейшем случае состоит в применении т. н. *правил сумм* КХД, к-рые утверждают равенство сечений с участием адрона и сечений с участием кварк-глюонных токов с теми же квантовыми числами, усреднённых с нек-рым весом по интервалу квадрата масс $0 < Q^2 < Q_0^2$, включающему данный адрон (т. н. интервал дуальности). Характерная величина интервала дуальности Q_0 определяется взаимодействием с вакуумным кварковым и глюонным конденсатами и по порядку величины представляет собой характерное расстояние между соседними резонансами с одинаковыми квантовыми числами (спином, чётностью, изотопич. спином и др.). Это даёт возможность выразить через вакуумные ср. массы и ширины низколежащих резонансов [4], напр. протона, ρ-мезона (см. ниже).

Характерным свойством сечения аннигиляции, к-рое позволило непосредственно использовать теорию возмущений, была зависимость лишь от одной большой импульсной переменной Q^2. В др. высокоэнергетич. процессах, кроме группы больших импульсных переменных $Q_1^2, \ldots, Q_k^2 \gg m^2 \approx 1$ ГэВ^2 (m — масса нуклона), имеется, как правило, и группа малых переменных $p_1^2, \ldots, p_r^2 \approx m^2$ (напр., массы нач. и конечных регистрируемых адронов), к-рые, в отличие от случая аннигиляции, не дают возможности перевести всю зависимость от больших переменных Q^2 в эфф. заряд $\alpha_s(Q^2)$. Так, структурные ф-ции глубоко неупругого рассеяния лептона l на нуклоне, $l + N \to l' + X$, кроме зависимости от большого квадрата передачи 4-импульса лептоном $q^2 = -Q^2$, где q — 4-импульс виртуального фотона, и произведения $2pq$, связанного с квадратом полной энергии перегистрируемых адронов X в системе их центра масс (рис. 8), зависят также и от массы нуклона, $p^2 = m^2$ (p — 4-импульс нуклона):

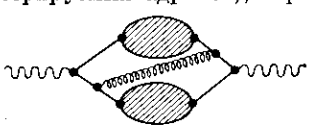


Рис. 7.

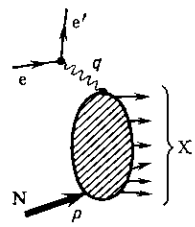


Рис. 8.

$$F[Q^2/2pq,\ Q^2/\mu^2,\ m^2/\mu^2,\ \alpha_s(\mu^2)].$$

Поэтому выбор $\mu^2 = Q^2$ оставляет зависимость от малого отношения m^2/Q^2, к-рая оказывается сингулярной (т. е. при вычислениях по теории возмущений появляются степени больших логарифмов $\ln(Q^2/m^2)$).

В ряде случаев (в т. ч. для жёстких процессов) эту трудность удаётся преодолеть с помощью *операторного разложения* (или используя т. н. свойства факторизации), к-рое доказано в любом порядке теории возмущений. Из свойств факторизации следует, что сечение жёсткого процесса асимптотически, при

$Q^2 \to \infty$ (с точностью до поправок $0(1/Q^2)$), представимо в виде (см., напр., [5], [6])

$$d\sigma(Q^2, p^2) = \int_0^1 \prod_{i=1}^{n} \frac{d\xi_i}{\xi_i} f_i[\xi_i, p_i^2/\mu^2, \alpha_s(\mu^2)] \times$$

$$\times d\sigma_{\text{парт}}(Q^2, \xi_1, \ldots, \xi_n, \mu^2, \alpha_s(\mu^2)) + 0(1/Q^2), \quad (9)$$

в к-ром зависимости от больших и малых переменных разделены (здесь Q, p — соответственно совокупности переменных Q_i, p_i, а ξ_i — доля полного 4-импульса p соответствующего адрона). При этом каждому регистрируемому в процессе адрону или струе адронов i отвечает своя ф-ция f_i, к-рая не зависит от вида процесса и имеет смысл либо ф-ции распределения партонов (кварков, антикварков и глюонов) в адроне по долям ξ_i полного 4-импульса соответствующего адрона (для входящих адронов), либо ф-ции фрагментации партона в выходящие адроны. Они определяются взаимодействием составляющих адрон кварков (антикварков) и глюонов на больших расстояниях, не вычислимы по теории возмущений и составляют феноменологич. элемент схемы. Величина $d\sigma_{\text{парт}}$ представляет собой сечение партонного подпроцесса с 4-импульсами партонов, равными $\xi_i p_i$ или p_i/ξ_i соответственно для входящих и выходящих партонов, и большими передачами импульса, т. е. подпроцесса, происходящего на малых расстояниях. Ввиду зависимости сечения подпроцесса только от больших переменных Q_i^2 и μ^2 (μ^2 также может быть выбрана большой) для его вычисления можно воспользоваться теорией возмущений. Напр., сечение глубоко неупругого рассеяния лептона на нуклоне даётся суммой произведения распределения $f_{N/a}(\xi)$ для каждого сорта партонов a в нуклоне по долям импульса ξ и сечения рассеяния лептона на этом партоне (рис. 9, *а*). Разложение последнего в ряд по α_s соответствует учёту упругого рассеяния на точечном (заряж.) партоне (рис. 9, *б*) и последоват. учёту поправок за счёт испускания глюонов (рис. 9, *в*), неточечности кварка (рис. 9, *г*), а также рождения кварк-антикварковых пар.



Рис. 9.

Выражение (9) отличается от соответствующего выражения партонной модели зависимостью ф-ций распределения от параметра μ^2, к-рый одновременно играет роль параметра нормировки и параметра границы между малыми и большими импульсами (большими и малыми расстояниями). Однако сечение процесса не должно зависеть от выбора параметра μ^2, так что знание зависимости $d\sigma_{\text{парт}}$ от μ^2 (из теории возмущений) позволяет найти зависимость ф-ций распределения от μ^2. Наиб. простой вид эта зависимость имеет для т. н. моментов ф-ций распределения:

$$M_n^{(a)}(p^2/\mu^2) = \int_0^1 d\xi \xi^{n-1} f_a(\xi, p^2/\mu^2), \quad (10)$$

где n — номер момента. Она определяется уравнением ренормализационной группы (выражающей независимость сечения от μ^2) и величиной *аномальной размерности* $\gamma_n(\alpha_s)$ момента функции распределения, к-рая, как отмечалось, может быть вычислена из теории возмущений.

В общем случае γ_n является матрицей 2×2, связывающей кварковые и глюонные ф-ции распределения, однако в тех случаях, когда по квантовым числам участие глюонных партонов невозможно [т. н. несинглетный канал, зависящий от разности ф-ций распределения кварков и антикварков (см. *Партоны*), напр. для ф-ций распределения валентных кварков], γ_n — числовая ф-ция от α_s.

Обычно параметр μ^2 в выражении (9) выбирается равным к.-л. из больших переменных Q^2. В этом случае КХД приводит к модифицированной партонной модели с зависящими от Q^2 ф-циями распределения, а в дифференц. сечение партонного подпроцесса зависимость от Q^2 входит не только через сомножитель $1/Q^2$, определяемый размерностью этого сечения (т. н. *кваркового счёта правила*), но и через эфф. заряд $\alpha_s(Q^2)$. Напр., для несинглетных (NS) ф-ций распределения валентных кварков в низшем порядке теории возмущений для γ_n зависимость моментов от Q^2 имеет вид

$$M_n^{(NS)}(Q^2) = M_n^{(NS)}(Q_0^2)\left[\frac{\ln(Q_0^2/\Lambda^2)}{\ln(Q^2/\Lambda^2)}\right]^{d_n}, \quad (11)$$

где Q_0 — нек-рое фиксированное значение Q, а величина d_n отрицательна при $n<1$, положительна при $n>1$ и равна нулю при $n=1$, т. е. с ростом Q высокие моменты убывают, малые растут, а $M_1^{NS}(Q^2)$ остаётся неизменным:

$$\int_0^1 d\xi \sum_q [f_q(\xi, Q^2) - f_{\bar{q}}(\xi, Q^2)] = \text{числу валентных кварков},$$

т. е. кварков, определяющих аддитивные квантовые числа адрона, такие, как заряд, барионное число и др., и справедливо в любом порядке теории возмущений (f_q, $f_{\bar{q}}$ — ф-ции распределения кварков и антикварков в адроне). В синглетном канале (S) подобным свойством обладает

$$M_2^{(S)}(Q^2) = \int_0^1 d\xi\, \xi \left\{\sum_q [f_q(\xi, Q^2) + f_{\bar{q}}(\xi, Q^2)] + f_G(\xi, Q^2)\right\} = 1,$$

где f_G — ф-ция распределения глюонов в адроне, что выражает равенство полного импульса адрона сумме импульсов всех его партонов. Это означает, что сами ф-ции распределения растут с ростом Q^2 при малых значениях $\xi \ll 1$ и падают в области $\xi \approx 1$.

Экспериментальный статус КХД. Т. о., КХД предсказывает специфич. отклонения от наивной партонной модели и правил кваркового счёта, связанные с зависимостью как эфф. заряда α_s, так и ф-ций распределения и фрагментации партонов от большой импульсной переменной. Качеств. проявление этих эффектов наблюдается во мн. жёстких процессах с участием адронов.

Прежде всего это процессы глубоко неупругого рассеяния лептонов на нуклонах, где наблюдается заметное отклонение от скейлинга Бьёркена (см. *Масштабная инвариантность*), связанное с зависимостью ф-ций распределения от Q^2. В качестве одного из многочисл. примеров на рис. 10 представлены эксперим. данные по измерению моментов $M_n^{(NS)}(Q^2)$ в процессе глубоко неупругого рассеяния нейтрино. Величины $[M_n^{(NS)}]^{-1/d_n}$

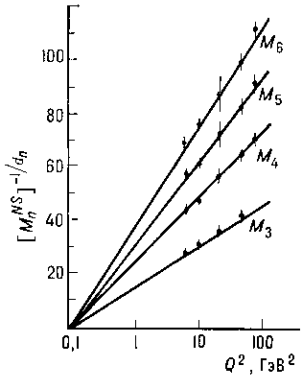
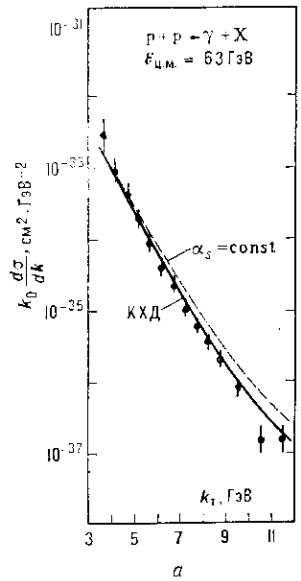


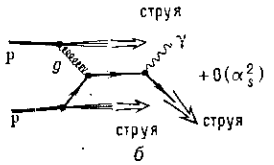
Рис. 10. Зависимость моментов $M_n^{(NS)}$ несинглетной структурной функции F_3 от квадрата переданного импульса Q^2.

в КХД должны быть пропорц. $\ln(Q^2/\Lambda^2)$, как видно из выражения (11). Точка пересечения прямых с осью Q^2 определяет величину Λ^2 (для скейлинга Бьёркена эти прямые должны быть горизонтальными).

Отклонения от правил кваркового счёта, предсказываемые КХД, наблюдаются также в процессах рождения в адронных соударениях пар $\mu^+\mu^-$ с большой инвариантной массой, $M^2_{\mu^+\mu^-} = (k_{\mu^+} + k_{\mu^-})^2$, где k_{μ^+}, k_{μ^-} — 4-импульсы мюонов, а также в *инклюзивных процессах* рождения пионов и фотонов с большим поперечным (по отношению к оси соударения нач. адронов) импульсом k_T (рис. 11; k_0 и k — энергия и импульс фотона). Эти отклонения вызваны не только зависимостью от k_T ф-ций распределения, но и зависимостью $\alpha_s(k_T)$ (пунктирная кривая на рис. 11 отвечала бы пост. величине α_s).



а



б

Рис. 11. Зависимость (*а*) сечения рождения фотона в процессе $p+p \to \gamma+X$ от поперечного импульса k_T. Диаграмма (*б*) изображает механизм этого процесса в КХД.

Большая работа была проведена по расчётам в КХД ширин адронных и лептонных распадов и расщепления уровней в кварконии (напр., по вычислению разности масс Υ- и η_b-, а также J/ψ- и η_c-мезонов). Эти системы играют для проверки КХД такую же роль, как атом водорода для квантовой механики в период её становления. Здесь также наблюдается неплохое количеств. согласие теоретич. расчётов с экспериментом (особенно с учётом глюонных радиац. поправок). Особо следует отметить распад тяжёлой Υ-частицы в адроны. Согласно КХД, этот процесс идёт через аннигиляцию пары $b\bar{b}$ в три глюона, превращающихся затем в три адронные струи (рис. 12). Такие адронные струи с предсказанным угл. распределением действительно наблюдались экспериментально. Это рассматривается как эксперим. подтверждение существования векторных глюонов. Векторный характер глюона отчётливо проявляется также в угл. распределении адронных струй в процессе аннигиляции e^+e^- в три струи (рис. 13), а также в корреляциях между вторичными частицами, сопровождающими рождение адрона с большим поперечным импульсом в адрон-адронных соударениях. В последнем процессе наблюдается проявление ещё одного характерного элемента КХД — прямого глюон-глюонного взаимодействия. Оно сказывается в большом росте сечения процесса с ростом энергий (в системе центра масс) $\mathcal{E}_{ц.м.}$ при фиксированном k_T (рис. 14), а также в сравнительно большой величине отношения сечений рождения в протон-протонных столкновениях K^-- и π^--мезонов с большими поперечными импульсами (в отсутствие глюон-глюонного рассеяния K^--мезоны могли бы рождаться только за счёт т. н. морских кварков-антикварков s и $\bar{u}$, кол-во к-рых незначительно). Убывание эфф. заряда $\alpha_s(Q)$ с ростом Q, полученное из процесса аннигиляции $e^+e^- \to 3$ струи, показано на рис. 15. Т. о., осн. качеств. особенности КХД — векторный характер глюонов, глюон-глюонное взаимодействие и асимптотич. свобода — находят подтверждение в эксперименте, хотя убывание эфф. заряда $\alpha_s(Q)$ с ростом Q нельзя пока считать достаточно чётко установленным.

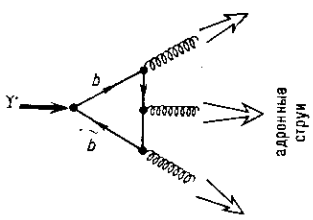
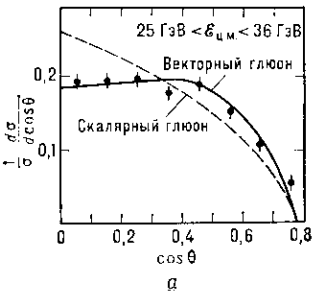
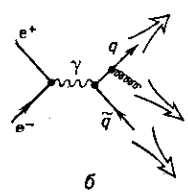


Рис. 12. Распад Υ-частицы в три адронные струи.

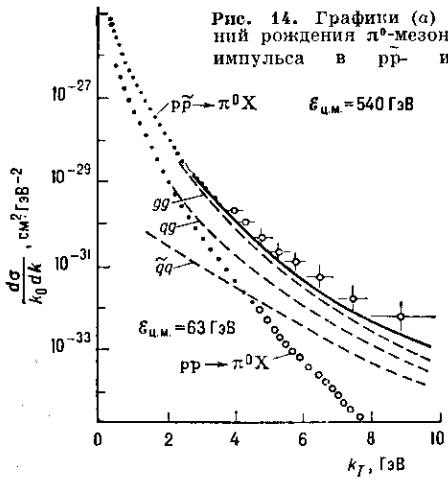


а

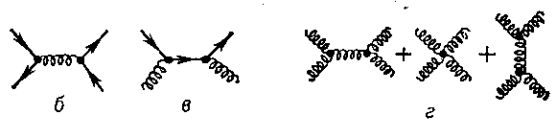


б

Рис. 13. График (*а*) углового распределения струй в событиях трёхструйной аннигиляции e^+e^- в адроны. Диаграмма (*б*) изображает механизм этого процесса в КХД. θ — угол между струями с наибольшим и следующим по величине суммарными импульсами (в системе отсчёта, в которой струи с наибольшим и наименьшим импульсами летят в противоположные стороны). Сплошная и пунктирная линии — теоретические предсказания для векторного и скалярного глюонов.



а



б *в* *г*

Рис. 14. Графики (*а*) зависимости сечений рождения π^0-мезонов от поперечного импульса в $p\bar{p}$- и $\bar{p}p$-соударениях при двух значениях энергии в системе центра масс $\mathcal{E}_{ц.м.}$. Точки и кружки — экспериментальные данные. Три пунктирные кривые показывают теоретические вклады, связанные с подпроцессами кварк-антикваркового ($q\bar{q}$), кварк-глюонного (qg) и глюон-глюонного (gg) рассеяний, соответствующие диаграммам *б*, *в* и *г* для $\mathcal{E}_{ц.м.} = 540$ ГэВ, а сплошная кривая — их суммарное значение.

Следует также отметить, что извлекаемый из разных измерений параметр $\Lambda_{\overline{MS}}$ оказывается различным (рис. 16) (значок $\overline{MS}$ указывает на усечённую схему размерной регуляризации). Его среднемировое значение составляет 160(100) МэВ; наиб. точное значение 120(45) МэВ получено из ширины уровня Υ-мезонов. Кроме того, эксперим. значения сечений многих процессов (напр., рождения мюонных пар или частиц с большим поперечным импульсом) получаются в 2—2,5 раза большими (т. н. K-фактор) теоретич. предсказаний, основанных на партонных подпроцессах в низшем порядке теории возмущений КХД. Эти расхождения свя-

заны с достаточно большой величиной поправок высших порядков по α_s.

Действительно, хотя измеряемые величины не зависят от выбора параметра μ^2, скорость убывания поправок по α_s с ростом порядка (а следовательно, и

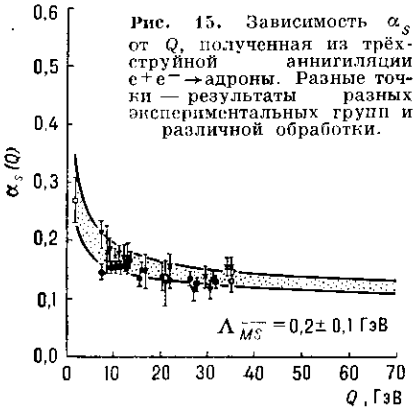


Рис. 15. Зависимость α_s от Q, полученная из трёхструйной аннигиляции $e^+e^- \to$ адроны. Разные точки — результаты разных экспериментальных групп и различной обработки.

величина первых членов ряда) оказывается существенно различной при не очень малых значениях α_s. Но т. к. μ^2 входит в α_s только в виде отношения μ^2/Λ^2, неудачный выбор μ^2 в каждом конкретном процессе компенсируется изменением параметра Λ. В частности, выбором μ^2 можно вообще обратить первую поправку в нуль, что, однако, не гарантирует малую величину след. поправок. Аналогичная ситуация наблюдается и в КЭД, но там она практически неосязаема из-за малой величины α и практически постоянного значения эфф. заряда.



Рис. 16. Величины параметра $\Lambda_{\overline{MS}}$, полученные из разных экспериментов.

Не менее важное значение в достигнутой области передач импульса имеют поправки $1/Q^2$ (т. н. поправки высших твистов; см. *Операторное разложение*). Во мн. случаях именно они определяют характер поведения сечений процессов в доступной области передач импульса (напр., в упругих адронных процессах с большими передачами импульса). Наиб. широкое распространение здесь получил метод учёта таких поправок с помощью правил сумм КХД. В частности, была проведена большая работа по вычислению масс и констант взаимодействия адронов. Полученные значения в пределах 20% согласуются с экспериментом. Напр., вычисл. масса ρ-мезона составила 770 МэВ (эксперим. значение: $m_\rho = 780$ МэВ), а масса протона $m_p \approx 1$ ГэВ (вместо 0,939 ГэВ). В качестве др. примера на рис. 17 показано сравнение с эксперим. данными полученного с помощью правил сумм формфактора пиона.

Во 2-й пол. 70-х гг. в КХД начали развиваться т. н. непертурбативные методы вычисления, не связанные с разложением по константе взаимодействия. К ним относится, напр., метод *инстантонов*, основанный на разложениях ур-ний КХД в малой окрестности классич. частицеподобных решений и представляющий собой аналог квазиклассич. приближения в квантовой механике. Особенно широкое развитие получило применение в КХД числ. методов, основанных на замене непрерывного пространства-времени на дискретную решётку, функциональных интегралов (представляющих собой наблюдаемые физ. величины) — на многократные интегралы и вычисления последних на ЭВМ с помощью *Монте-Карло метода* (см. *Решётки метод* в КТП). Это пока единств. регулярный метод, позволяющий выйти за рамки теории возмущений. Найденные таким способом параметры мн. элементарных частиц (массы, константы распадов, магн. моменты) в пределах достигнутой точности вычислений $\approx 50\%$ (лимитируемой мощностью совр. ЭВМ) согласуются с экспериментальными. Однако, по всей вероятности, числ. методам в КХД принадлежит большое будущее.

Т. о., КХД в настоящее время обеспечивает хорошее полуколичественное, а в нек-рых случаях и количеств. объяснение характерных особенностей широкого круга высокоэнергетич. процессов с участием адронов. Безусловно, принципиальное значение для её дальнейшей проверки и утверждения в качестве теории сильного взаимодействия имеют вычисление высших поправок и прецизионные эксперименты при максимально высоких энергиях. Однако наиб. острой остаётся проблема удержания цвета в КХД, связанная с отсутствием свободных кварков и глюонов и бесцветностью адронных состояний. Каким будет решение этой проблемы — «ИК-удержание», обусловленное ростом эфф. заряда при разделении двух цветных объектов и антиэкранировкой цвета за счёт рождения из вакуума кварк-антикварковых пар, превращающих дальнодействующие силы между кварками (из-за обмена безмассовыми глюонами) в короткодействующие ядерные силы между адронами, или перестройка вакуума из-за конденсации ИК глюонных полей — пока не ясно. Но каково бы оно ни было, КХД в настоящее время, как и теория *электрослабого взаимодействия*, представляет собой ступень в направлении создания *единой теории поля*, объединяющей взаимодействия элементарных частиц (см. *Великое объединение*, *Суперсимметрия*).

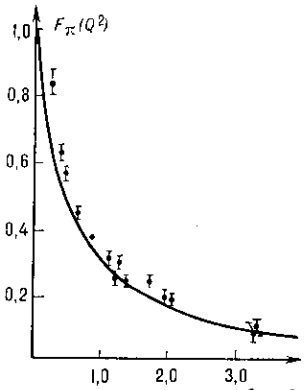


Рис. 17. Сравнение экспериментальных данных для формфактора пиона с теоретическими расчётами, полученными с помощью метода правил сумм КХД.

Лит.: Вайнштейн А. И. и др., Чармоний и квантовая хромодинамика, «УФН», 1977, т. 123, с. 217; Славнов А. А., Фаддеев Л. Д., Введение в квантовую теорию калибровочных полей, 2 изд., М., 1988; Ефремов А. В., Радюшкин А. В., Теоретико-полевой подход к процессам с большой передачей импульса, «ТМФ», 1980, т. 44, с. 17, 157, 327; Buras A., Asymptotic freedom in deep inelastic processes in the leading order and beyond, «Revs Mod. Phys.», 1980, v. 52, p. 199; Mueller A. H., Perturbative QCD at high energies, «Phys. Repts», 1981, v. 73, p. 237; Андреев И. В., Хромодинамика и жесткие процессы при высоких энергиях, М., 1981; Вайнштейн А. И. и др., Квантовая хромодинамика и масштабы адронных масс, «ЭЧАЯ», 1982, т. 13, с. 542; Altarelli G., Partons in quantum chromodynamics, «Phys. Repts», 1982, v. 81, p. 129; Радюшкин А. В., Анализ жестких инклюзивных процессов в квантовой хромодинамике, «ЭЧАЯ», 1983, т. 14, с. 58; Волошин М. Б., Тер-Мартиросян К. А., Теория калибровочных взаимодействий элементарных частиц, М., 1984; Индурайн Ф., Квантовая хромодинамика. Введение в теорию кварков и глюонов, пер. с англ., М., 1986.

А. В. Ефремов.

КВАНТОВАЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИКА (КЭД) — раздел *квантовой теории поля* (КТП), в к-ром описывается эл.-магн. взаимодействие. В более узком значении — квантовая теория взаимодействия эл.-магн. поля Максвелла и электрон-позитронного *Дирака поля* (часто называемая также спинорной электродинамикой). Именно в этом более узком значении термин «КЭД» употребляется ниже.

Исторически КЭД была первым чётко сформулированным разделом КТП. Она сложилась в кон. 20-х гг.

на базе квантовой теории излучения и квантовой теории спинорного поля Дирака.

В основе совр. формулировки КЭД лежит модель, содержащая два взаимодействующих между собой релятивистских поля. Эл.-магн. поле характеризуется действительным четырёхмерным векторным потенциалом $A_\mu(x)$ ($\mu=0, 1, 2, 3$; x — пространственно-временная точка), к-рый с формальной стороны может рассматриваться как простейшее (абелево) *калибровочное поле*. Поле Дирака описывается комплексным лоренцевым спинором $\psi_\alpha(x)$, $\overline{\psi}_\beta(x)$ ($\alpha, \beta=1, 2, 3, 4$) [черта над ψ означает дираковское сопряжение].

Лагранжиан взаимодействия КЭД

$$L(x) = e\overline{\psi}(x)\,\gamma^\mu\psi(x)\,A_\mu(x) = j^\mu(x)\,A_\mu(x) \qquad (1)$$

(где e — заряд электрона, γ^μ — *Дирака матрицы*, $j^\mu(x)$ — 4-вектор электрон-позитронного тока) может быть получен заменой обычной производной на *ковариантную производную* в лагранжиане свободного поля Дирака. Как видно, лагранжиан представляет собой выражение вида произведения (ток) × (потенциал). В качестве *константы взаимодействия* (константы связи) выступает электрич. заряд e.

Квантование системы полей A, ψ, $\overline{\psi}$, взаимодействующих в соответствии с лагранжианом (1), приводит к КЭД. При этом поле Максвелла A квантуется по Бозе — Эйнштейну, а поле Дирака ψ, $\overline{\psi}$ — по Ферми — Дираку (см. *Перестановочные соотношения*). Согласно общим положениям КТП, поля A, ψ, $\overline{\psi}$ после квантования становятся операторами, удовлетворяющими определ. перестановочным соотношениям и действующими на *вектор состояния* системы. Эти операторы удовлетворяют также связанной системе дифференциальных ур-ний, к-рые вместе с ур-нием Шрёдингера для вектора состояния образуют систему ур-ний движения КЭД.

Специфика квантования в КЭД связана с тем, что эл.-магн. поле описывается не векторами напряжённостей электрич. ($\boldsymbol{E}$) и магн. ($\boldsymbol{H}$) полей (ср. значения к-рых являются физически наблюдаемыми величинами), а потенциалом A_μ, содержащим избыточные — продольные и временны́е — степени свободы. Для исключения соответствующих «лишних» динамич. переменных при классич. рассмотрении обычно накладывают на A_μ те или иные дополнит. условия (напр., условие Лоренца $\partial^\mu A_\mu=0$). Другими словами, выбор в качестве динамич. переменных четырёх компонент потенциала приводит к тому, что эл.-магн. поле оказывается представленным в виде системы со связями. Для квантования таких систем может быть использован разработанный в 1965 П. А. М. Дираком (P. A. M. Dirac) формализм (т. н. обобщённая гамильтонова динамика). В рассматриваемом случае наряду с ней употребляют также спец. процедуру [квантование по Гупте—Блейлеру; С. Н. Гупта (S. N. Gupta), К. Блейлер (K. Bleuler), 1950], сводящуюся к исключению из полной системы допустимых состояний тех состояний, к-рые содержат продольные и (или) временны́е фотоны.

Поскольку система ур-ний движения КЭД не допускает точного решения, её решают приближённо методом теории возмущений по имеющемуся малому безразмерному параметру $\alpha=e^2/\hbar c\approx 1/137$, характеризующему интенсивность процессов эл.-магн. взаимодействия и называемому *тонкой структуры постоянной*.

Как правило, вычисляют амплитуды вероятностей перехода систем, состоящих из электронов, позитронов, фотонов (и нек-рых других заряж. частиц, напр. мюонов, кварков, протонов), из одного — начального — состояния в другое — конечное. Такие амплитуды представляются матричными элементами M *матрицы рассеяния* и вычисляются в виде разложений по степеням α.

Уже первые попытки приложения КЭД к реальным процессам (напр., к комптоновскому рассеянию фотонов на электронах или к *мёллеровскому рассеянию* электронов) привели к парадоксальным результатам. Наинизшее приближение для матричного элемента $M\sim\alpha$ (фактически не использующее представления о квантовом характере поля Дирака и потому эквивалентное квантовой теории излучения) приводило к выражениям (напр., к *Клейна — Нишины формуле*), находящимся в хорошем количеств. согласии с опытом. Относит. погрешность составляла величину порядка α, поэтому появилась необходимость учёта высших членов теории возмущений. Эти члены — т. н. *радиационные поправки* — соответствуют вкладам от таких переходов, к-рые в промежуточных состояниях содержат дополнит. *виртуальные частицы* — виртуальные фотоны, электроны и позитроны. Оказалось, однако, что соответствующие матричные элементы, представляемые интегралами по 4-импульсам виртуальных частиц, как правило, расходятся в УФ-области (см. *Ультрафиолетовая расходимость*) и поэтому не могут быть вычислены. Проблема УФ-расходимостей в течение мн. лет препятствовала вычислению радиац. поправок в КЭД и развитию КТП в целом.

Проблема была решена во 2-й пол. 40-х гг. в рамках вновь созданной ковариантной формулировки квантовой теории возмущений на основе физ. идеи о *перенормировках*. В основе метода перенормировок лежит тот факт, что в КЭД все УФ-бесконечности могут быть представлены в виде вкладов, перенормирующих характеристики электрона — его массу m и заряд e. Бесконечный характер таких перенормировок не приводит к физ. противоречиям вследствие ненаблюдаемости неперенормированных, «голых», значений m_0 и e_0.

Исторически первой успешной демонстрацией плодотворности идеи об устранении УФ-расходимостей с помощью бесконечных перенормировок была работа Х. Бете (H. A. Bethe; 1947) по нерелятивистскому расчёту *лэмбовского сдвига* уровней в атоме водорода. Ковариантная теория возмущений [С. Томонага (S. Tomonaga), Ю. Швингер (J. Schwinger), Р. Фейнман (R. Ph. Feynman), 1946—49] позволила создать регулярный метод устранения расходимостей в КЭД и вычислить низшие радиац. поправки к осн. эффектам, напр. к магн. моменту электрона. В 1-й пол. 50-х гг. была разработана [Ф. Дайсон (F. J. Dyson), А. Салам (A. Salam), Н. Н. Боголюбов и др.] общая теория перенормировок и для класса перенормируемых взаимодействий построена *перенормированная теория возмущений*.

Основой практич. вычислений в КЭД являются т. н. правила Фейнмана (см. *Фейнмана диаграммы*). Согласно этим правилам, для вычисления матричного элемента к.-л. процесса в данном фиксированном порядке теории возмущений следует составить полный набор диаграмм Фейнмана этого порядка и затем с каждой из диаграмм по нек-рым правилам соответствия сопоставить определ. выражение; сумма этих выражений и образует вклад данного порядка в матричный элемент. Общая теория перенормировок позволяет избавиться от всех УФ-расходимостей в матричных элементах и получить конечные однозначные результаты в произвольных, в принципе сколь угодно высоких порядках по степеням α. Конечные вклады высоких порядков можно представить в виде несингулярных многократных интегралов по нек-рым числовым параметрам. Эти параметрич. интегралы в простейших случаях вычисляются аналитически, а в более сложных — численно.

Кроме УФ-расходимостей, радиац. поправки к процессам с участием заряж. частиц обладают также *инфракрасными расходимостями* (связанными, в конечном счёте, с дальнодействующим характером эл.-магн. взаи-

модействия). Однако ИК-расходимости отсутствуют в сечении *инклюзивных процессов*, в к-ром произведено суммирование вероятностей переходов в состояния с произвольным числом «мягких» фотонов (экспериментально такие состояния нельзя отличить от исходного из-за конечной разрешающей способности регистрирующих приборов).

Предсказательная сила КЭД может быть проиллюстрирована на примере вычисления радиац. поправок к *аномальному магнитному моменту* электрона. Общее выражение для магн. момента записывается в виде

$$\mu = \mu_Б (1 + a),\ a = a_1 \frac{\alpha}{\pi} + a_2 \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2 + a_3 \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^3 + \ldots, \quad (2)$$

где $\mu_Б$ — *магнетон* Бора, а члены, пропорциональные степеням α, обязаны своим происхождением радиац. поправкам и в сумме образуют аномальный магн. момент $\mu_Б a$. Первая поправка $a = 1/2$, соответствующая одной однопетлевой диаграмме, была вычислена Ю. Швингером в 1948. Для вычисления след. вклада необходим учёт пяти двухпетлевых диаграмм (изображённых на рис. к ст. *Вершинная часть*). Результат, имеющий аналитич. вид и приближённо равный

$$a_2 = 0{,}328\,479, \quad (3)$$

был получен в кон. 50-х гг.

Для определения a_3 следует вычислить вклады, отвечающие сорока различным трёхпетлевым диаграммам. Аналитич. расчёт практически невозможно выполнить вручную, поскольку параметрич. интегралы оказываются 7-кратными. Вследствие этого прибегают к приближённым числ. расчётам на ЭВМ. Первый результат, полученный в 1971, содержал значит. неопределённость: $a_3 = 1{,}49\,(25)$, связанную с ошибками числ. счёта. В течение последующего десятилетия благодаря использованию ЭВМ для проведения аналитич. вычислений удалось аналитически рассчитать до конца 30 из 40 трёхпетлевых диаграмм, что привело к существ. повышению точности. Результат на 1983:

$$a_3 = 1{,}1765(13). \quad (4)$$

При достигнутом уровне точности становится важной погрешность эксперим. значения α. Совр. значение

$$\alpha^{-1}_{\text{эксп}} = 137{,}035\,981(12) \quad (5)$$

позволяет провести вычисление аномального магн. момента электрона с относит. точностью 10^{-10}. Соответствующее значение

$$a^{\text{теор}} = 1{,}159\,652\,306(111)\cdot 10^{-3}$$

находится в согласии с эксперим. значением

$$a^{\text{эксп}} = 1{,}159\,652\,188(4)\cdot 10^{-3},$$

определённым, как видно, с точностью 10^{-12}. Достигнутый здесь уровень соответствия ($\sim 10^{-10}$) между расчётным и эксперим. значениями является рекордным в физике.

Следует отметить, что совр. точность сравнения теории с экспериментом лимитируется погрешностью в значении α в (5), определённом с помощью *Джозефсона эффекта*. На этом уровне точности оказываются несущественными теоретич. квантовополевые поправки за счёт эффектов, выходящих за рамки КЭД, а также радиац. поправки порядка α^4 в ф-ле (2). Последние отвечают 891 четырёхпетлевой диаграмме, и их вклад в a составляет, по проведённым оценкам, величину порядка 10^{-11}.

Для др. эффектов КЭД — *аннигиляции* пары электрон-позитрон, *дельбрюковского рассеяния* фотонов эл.-магн. полем ядра и др.— также характерно отличное согласие теории с экспериментом. Однако по сравнению с аномальным магн. моментом в них уровень соответствия не столь высок либо из-за меньшей точности эксперимента, либо вследствие того, что оказывается более существенным учёт эффектов, выходящих за рамки чистой КЭД.

Так, напр., эксперим. значение величины сверхтонкого расщепления (см. *Сверхтонкая структура*) уровня $1S_{1/2}$ в атоме водорода известно ныне с рекордной точностью, достигающей 13 порядков, тогда как теоретич. расчёты дают здесь лишь 7 знаков, причём уже с учётом конечных размеров протона. Величина лэмбовского сдвига в атоме водорода известна из опыта с точностью 10^{-7}, а согласующееся с ней теоретич. значение имеет погрешность на уровне 10^{-6}, причём эффекты, выходящие за рамки КЭД, дают вклад порядка 10^{-6}.

Вообще опытные данные по всем без исключения эффектам КЭД находятся в прекрасном согласии с теоретич. значениями в тех случаях, когда в этих эффектах др. виды взаимодействий оказываются несущественными либо поддаются учёту. Этот факт имеет принципиальное значение как для КЭД, так и для КТП в целом. Он свидетельствует о том, что осн. положения совр. локальной (калибровочной) КТП, а также динамич. основа КЭД, соответствующая локально калибровочному лагранжиану взаимодействия, оказываются справедливыми во всей области, доступной совр. эксперименту.

Лит.: Ахиезер А. И., Берестецкий В. Б., Квантовая электродинамика, 4 изд., М., 1981; Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Введение в теорию квантованных полей, 4 изд., М., 1984; Фейнман Р., Квантовая электродинамика, пер. с англ., М., 1964; Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Квантовая электродинамика, 2 изд., М., 1980; Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Квантовые поля, 2 изд., М., 1990, гл. 5, 7, 8.

Д. В. Ширков.

КВАНТОВАЯ ЭЛЕКТРОНИКА — область физики, охватывающая исследования методов усиления, генерации и преобразования частоты эл.-магн. колебаний и волн (в широком диапазоне длин волн, включающем радио- и оптич. диапазоны), основанных на вынужденном излучении или нелинейном взаимодействии излучения с веществом. Осн. роль в К. э. играют вынужденное испускание и положит. *обратная связь*. В обычных условиях вещество способно лишь поглощать или спонтанно (самопроизвольно и хаотически) испускать фотоны в соответствии с *Больцмана распределением* частиц вещества по уровням энергии. Вынужденное испускание при этом не существенно. Оно начинает играть роль лишь при отклонении ансамбля микрочастиц от распределения Больцмана. Такое отклонение может быть достигнуто воздействием эл.-магн. поля, электронным ударом, неравновесным охлаждением, инжекцией носителей заряда через потенц. барьер в полупроводниках и т. п. В результате таких воздействий (н а к а ч к и) поглощение эл.-магн. волн веществом уменьшается и при выравнивании населённостей на энергетич. уровнях, подвергающихся действию накачки, интенсивности поглощения и вынужденного испускания сравниваются и взаимно гасятся. При этом эл.-магн. волна, частота к-рой резонансна по отношению к частоте перехода между этими энергетич. уровнями, распространяется в веществе без поглощения. Такое состояние наз. н а с ы щ е н и е м п е р е х о д а.

При дальнейшем увеличении мощности (энергии) накачки населённость накачиваемых энергетич. уровней инвертируется, т. е. на верх. энергетич. уровне оказывается больше частиц, чем на нижнем (*инверсия населённостей*). В этом случае вынужденное испускание оказывается более интенсивным, чем резонансное поглощение. Вещество, в к-ром получают инверсию населённости, наз. активным (а к т и в н а я с р е д а). В результате вынужденного испускания возникают фотоны, точно совпадающие по частоте, фазе, направлению и поляризации с фотонами вынуждающего поля. Поэтому волна усиливается по мере распространения в активной среде. Так возникает в К. э. усиление эл.-магн. волн за счёт энергии, подводимой

к веществу процессом накачки. Значение мощности накачки, при к-ром возникает квантовое усиление, наз. порогом усиления.

Для возбуждения генерации необходимо поместить инвертированное вещество в устройство, обеспечивающее положит. обратную связь. Простейшим устройством, реализующим обратную связь в радиодиапазоне, является *объёмный резонатор*, в оптич. диапазоне — *открытый резонатор*, в частности резонатор Фабри — Перо. Эл.-магн. поле, возникающее внутри такого резонатора, многократно отражается от образующих его отражающих поверхностей (зеркал), каждый раз проходя сквозь активную среду и усиливаясь при этом в результате вынужденного испускания. Генерация возникает, если усиление излучения при двукратном отражении от зеркал и двукратном прохождении через инвертированное вещество превосходит потери излучения во время такого прохода. Для достижения генерации резонатор должен быть настроен в резонанс с частотой перехода между инвертированными уровнями вещества. Состояние, при к-ром энергия, выделяемая в резонаторе за счёт вынужденного испускания, равна полным потерям энергии в резонаторе, наз. п о р о г о м г е н е р а ц и и. При превышении порога генерации часть генерируемой эл.-магн. энергии выходит за пределы резонатора через полупрозрачное зеркало (коэф. отражения <1).

Вынужденное испускание было предсказано А. Эйнштейном (A. Einstein, 1917). Предложение об использовании вынужденного испускания для усиления света было сделано В. А. Фабрикантом в 1940, однако оно не было своевременно оценено и не получило развития. Непосредственными предпосылками возникновения К. э. являются *радиоспектроскопия*, бурное развитие к-рой началось в 1946, в частности резонансный метод спектроскопии *молекулярных и атомных пучков* [И. Раби (I. Rabi), 1937], а также открытие и исследования *электронного парамагнитного резонанса* (Е. К. Завойский, 1944).

Датой рождения К. э. является 1954, когда был создан Н. Г. Басовым и А. М. Прохоровым (СССР) и независимо Дж. Гордоном (J. Gordon), Х. Цейгером (H. Zeiger) и Ч. Таунсом (Ch. H. Townes) квантовый генератор на молекулах NH_3. Необходимая инверсия населённостей достигалась методом эл.-статич. пространств. разделения молекул NH_3 по энергетич. состояниям. Обратная связь осуществлялась объёмным резонатором (см. *Молекулярный генератор*). След. шагом к формированию К. э. как существенной области физики стал метод достижения инверсии населённостей при помощи эл.-магн. накачки, предложенный Н. Г. Басовым и А. М. Прохоровым в 1955. На этой основе были созданы квантовые парамагн. усилители [Г. Э. Д. Сковил (H. E. D. Scovil, США, 1957) и др., 1958], лазер на кристалле рубина [Т. Мейман (Th. Maiman), США, 1960; см. *Твердотельный лазер*]. Вскоре был создан газовый лазер на смеси He+Ne [А. Джаван (A. Javan), 1960], в к-ром инверсия населённостей атомов Ne достигалась передачей им энергии от атомов He, возбуждаемых ударами электронов в газовом разряде (см. *Газоразрядные лазеры*). Затем был предложен *полупроводниковый лазер* (Н. Г. Басов и др., 1961). Первый полупроводниковый *инжекционный лазер* был создан Р. Холлом (R. N. Hall), а также У. Думке (W. L. Dumke) и др. (США, 1962).

К. э. возникла в диапазоне радиоволн (длина волны генератора на молекулах NH_3 $\lambda=1{,}24$ см). Однако дальнейшее развитие К. э. происходило в оптич. диапазоне. Первоначально целью К. э. была генерация, а затем и усиление когерентного излучения. В дальнейшем изучение взаимодействия интенсивного лазерного излучения с веществом привело к развитию новых направлений. Одним из них является изучение нелинейных процессов, сопровождающих распространение излучения в среде, показатель преломления к-рой изменяется под действием излучения. В К. э. нелинейные процессы применяются для генерации оптич. гармоник. Напр., распространение мощных импульсов ИК-излучения неодимового лазера ($\lambda=1{,}06$ мкм) в нелинейной среде приводит к генерации 2-й гармоники ($\lambda=0{,}53$ мкм), лежащей в зелёной части спектра, и 3-й гармоники ($\lambda=0{,}35$ мкм), лежащей в УФ-области спектра (см. *Нелинейная оптика*).

Нелинейные явления наблюдаются и при рассеянии мощных лазерных импульсов. При этом в среде возникает мощное когерентное излучение, сдвинутое по частоте по отношению к первичным импульсам (см. *Вынужденное рассеяние света*). Результатом нелинейных взаимодействий лазерного излучения с веществом являются *самофокусировка света*, лазерная искра и др.

Параметрич. процессы в оптич. диапазоне — основа перестраиваемых параметрич. лазеров и лазеров на свободных электронах. Воздействие лазерного излучения, частота к-рого совпадает с узкими спектральными линиями поглощения атомов разреженного газа, приводит к насыщению этих линий. Этот процесс применяют для стабилизации частоты лазеров.

Важным направлением К. э. является метрология — создание *квантовых стандартов частоты*, эталонов частоты (времени), *квантовых магнитометров*, лазерных теодолитов и дальномеров, лазерных систем хим. (в т. ч. дистанционного) спектрального анализа.

Высокая когерентность лазерного излучения позволила реализовать идею *голографии* и создать целый набор голографич. приборов.

Высокая когерентность и направленность излучения лазеров позволили достичь рекордно больших плотностей энергии с помощью фокусировки лазерных импульсов в объёмах порядка длины волны лазерного излучения. Этот метод применён для получения и исследования высокотемпературной плазмы, что стало одним из путей создания управляемых термоядерных реакций.

Высокая монохроматичность и большая мощность излучения лазеров привели к появлению *лазерной химии* и лазерных методов разделения изотопов. При этом используется возможность резонансного воздействия на атомы избранного изотопа как свободные, так и входящие в состав изотопных молекул, а также на колебательные состояния таких молекул, к-рые не затрагивают др. атомы и молекулы. Таким путём управляют ходом хим. реакции и получают продукты реакции и изотопные атомы и молекулы, что нелазерными способами затруднительно (см. *Изотопов разделение*).

Принципы и методы К. э. используют при создании источников и приёмников излучения для световодных систем связи (см. *Волоконная оптика*, *Оптоэлектроника*).

Важными областями применения К. э., помимо указанных выше, являются лазерная технология, медицина, *оптическая обработка информации*, *оптическая локация*, *лазерная спектроскопия*, лазерная *диагностика плазмы* и др.

Лит.: Ярив А., Квантовая электроника, пер. с англ., 2 изд., М., 1980; Справочник по лазерам, пер. с англ., под ред. А. М. Прохорова, т. 1—2, М., 1978. *М. Е. Жаботинский.*

КВА́НТОВОЕ СЛОЖЕ́НИЕ МОМЕ́НТОВ — сложение моментов (орбитальных, спиновых, полных) независимых частиц (или систем — атомов, молекул и т. д.) по законам *квантовой механики*. Применяется также назв. в е к т о р н о е с л о ж е н и е м о м е н т о в. В случае двух частиц задача состоит в определении спектра возможных собств. значений оператора квадрата суммарного момента $\hat{j}^2=(\hat{j}_1+\hat{j}_2)^2$ и его проекции $\hat{j}_z$ на фиксированную ось и соответствующих собств. ф-ций ($\hat{j}_1$, $\hat{j}_2$ — операторы моментов частиц 1, 2). Спектр имеет вид

$$j^2=\hbar^2 j\,(j+1),\quad j_z=\hbar m, \qquad (1)$$

где квантовое число суммарного момента j может принимать значения $j=j_1+j_2,\ j_1+j_2-1,\ \ldots,\ |j_1-j_2|$, а его проекции $m=j,\ j-1,\ \ldots,\ -j$ ($j_1,\ m_1$ и $j_2,\ m_2$ — квантовые числа моментов частиц 1 и 2 и их проекций). При этом каждое из возможных значений j встречается только один раз, что легко подтверждается подсчётом общего числа квантовых состояний ($j,\ m$):

$$\sum_{j=|j_1-j_2|}^{j_1+j_2}(2j+1)=(2j_1+1)(2j_2+1). \qquad (2)$$

На матем. языке рассматриваемая задача соответствует разложению прямого (тензорного) произведения двух неприводимых представлений $(D^{(j_1)}\otimes D^{(j_2)})$ группы вращений трёхмерного пространства SO(3) на неприводимые компоненты, что символически записывается в виде

$$D^{(j_1)}\otimes D^{(j_2)}=D^{(j_1+j_2)}+D^{(j_1+j_2-1)}+\ldots+D^{(|j_1-j_2|)} \qquad (3)$$

(ряд Клебша — Гордана). Все значения j либо целые (когда j_1 и j_2 одновременно целые или полуцелые), либо полуцелые (когда один из складываемых моментов целый, а другой — полуцелый). В частности, для отд. электрона в атоме j всегда полуцелое: $\boldsymbol{j}=\boldsymbol{l}+\boldsymbol{s}$, где квантовое число орбитального момента $l=0,\ 1,\ 2,\ \ldots$, а спинового: $s=1/2$.

Сложение произвольного числа N моментов

$$\boldsymbol{J}=\boldsymbol{j}_1+\boldsymbol{j}_2+\ldots+\boldsymbol{j}_N \qquad (4)$$

может быть выполнено последоват. применением операции (1). В частности, наиб. значение $J=j_1+j_2+\ldots+j_N$ имеет кратность, равную единице (т. е. встречается в разложении прямого произведения $D^{(j_1)}\otimes D^{(j_2)}\otimes\ldots\otimes D^{(j_N)}$ только один раз).

В теории атомов применяются след. схемы сложения моментов: 1) с в я з ь Р а с с е л л а — С а у н д е р с а (LS-связь), в к-рой сначала складываются орбитальные и спиновые моменты отд. электронов: $\boldsymbol{L}=\sum_i \boldsymbol{l}_i$, $\boldsymbol{S}=\sum_i \boldsymbol{s}_i$, а затем $\boldsymbol{L}$ и $\boldsymbol{S}$ складываются в полный момент атома $\boldsymbol{J}$; 2) jj-с в я з ь, в к-рой орбитальный и спиновый моменты i-го электрона складываются в полный момент электрона $\boldsymbol{j}_i=\boldsymbol{l}_i+\boldsymbol{s}_i$, после чего полный момент атома $\boldsymbol{J}$ определяется по ф-ле (4). Условием применимости LS-связи является малость релятивистских взаимодействий по сравнению с эл.-статическим (кулоновским), поэтому она хорошо работает в лёгких атомах. По мере увеличения атомного номера Z роль релятивистских эффектов возрастает и происходит переход от LS-связи к jj-связи (однако в чистом виде последний тип связи фактически не встречается даже в самых тяжёлых атомах).

Следует подчеркнуть, что только J и J_z — строго сохраняющиеся величины (соответствующие операторы коммутируют с гамильтонианом), в то время как l_i, L и S в схеме LS-связи, j_i в схеме jj-связи сохраняются лишь приближённо.

Для построения волновой ф-ции ψ_{jm}, отвечающей собств. значениям (1), из волновых ф-ций отд. частиц $\psi_{j_1m_1}$ и $\psi_{j_2m_2}$ используются *Клебша — Гордана коэффициенты* (или Вигнера 3j-символы). При сложении большего числа моментов применяются *Вигнера 6j-символы* (или связанные с ними *Рака коэффициенты*) или 3nj-символы (при $n\geqslant 2$).

Лит.: К о н д о н Е., Ш о р т л и Г., Теория атомных спектров, пер. с англ., М., 1949; С о б е л ь м а н И. И., Введение в теорию атомных спектров, 2 изд., М., 1977. См. также лит. к ст. *Клебша — Гордана коэффициенты.* *В. С. Попов.*

КВА́НТОВЫЕ НЕРАЗРУША́ЮЩИЕ ИЗМЕРЕ́НИЯ (квантовые невозмущающие измерения; КНИ) — измерения, не изменяющие состояния исследуемой системы, если оно является собственным для оператора измеряемой величины. КНИ представляет собой реализацию идеального квантового измерения, описываемого постулатом редукции фон Неймана: после измерения наблюдаемой X исследуемая система переходит в одно из собств. состояний $|x>$ оператора X с вероятностью $<x|\hat{\rho}|x>$ ($\hat{\rho}$ — оператор плотности состояния системы до измерения); результатом измерения является соответствующее собств. значение x.

Идея КНИ и сам термин были предложены в [1], а первая конкретная процедура КНИ, позволяющая в принципе точно измерить число фотонов в эл.-магн. резонаторе, не поглотив при этом ни одного — в [2].

Развитие теории КНИ связано с тем, что уровень точности измерений, требуемый в ряде совр. эксперим. программ, делает необходимым учёт квантовых свойств макроскопич. объектов.

Большой интерес вызывают также неклассич. состояния эл.-магн. поля, позволяющие существенно повысить надёжность передачи информации. Устройства, регистрирующие единичные кванты без поглощения, перспективны как элементы оптич. компьютеров, т. к. они полностью снимают проблему отвода диссипируемой энергии.

Необходимым условием реализации КНИ является уменьшение всех флуктуаций неквантовой природы до уровня, меньшего чисто квантовых. Напр., при измерении энергии осциллятора квантовые флуктуации преобладают над тепловыми, если $\hbar\omega>(n+1/2)kT/Q$ (T — абс. темп-ра, Q — добротность осциллятора, n — номер его уровня энергии), а при измерении координаты — если $\hbar/\tau>kT/Q$ (τ — время выделения сигнала). Совр. эксперим. техника позволяет выполнить оба этих условия.

Точность одноврем. измерения неск. некоммутирующих величин ограничивается соотношением неопределённостей Гейзенберга. Так, оператор координаты осциллятора не коммутирует сам с собой в разл. моменты времени:

$$\left[\hat{x}(t),\hat{x}(t')\right]=\frac{i\hbar}{m\omega}\sin\left[\omega(t-t')\right].$$

Поэтому если схема измерения включает в себя прибор, осуществляющий непрерывное слежение за координатой осциллятора (напр., линейный усилитель), то точность отслеживания координаты будет принципиально ограничена величиной $\sqrt{\hbar/2m\omega}$, точность измерения энергии — величиной $\sqrt{1/2\hbar\omega\mathcal{E}}$, фазы — $\sqrt{\hbar\omega/2\mathcal{E}}$ ($\mathcal{E}$ — ср. энергия осциллятора) независимо от конкретной природы и качества изготовления усилителя.

Измерит. прибор, сконструированный в соответствии с требованиями теории КНИ, в принципе не должен давать информации о величинах, операторы к-рых не коммутируют с оператором измеряемой величины. Универсальным необходимым и достаточным условием КНИ является коммутативность оператора эволюции комплекса «измерительный прибор + исследуемая система» с оператором измеряемой величины. Более простых необходимых и достаточных условий КНИ в настоящее время не сформулировано. Известно неск. достаточных критериев КНИ для разл. частных случаев. Напр., если измеряемая величина является интегралом движения исследуемой системы, то для реализации КНИ достаточно коммутативности гамильтониана взаимодействия с оператором измеряемой величины.

При обнаружении малого внеш. воздействия на пробную квантовую систему требуется неск. измерений (как минимум, два: для приготовления состояния пробной системы и затем для регистрации изменения состояния под влиянием внеш. воздействия). Для того чтобы возмущение пробной системы при предыдущих измерениях не сказывалось на результатах последующих, необходимо, чтобы значения гейзенберговского оператора измеряемой величины коммутировали в моменты разл. измерений. Т. н. невозму-

щаемые переменные, операторы к-рых антикоммутируют в произвольные моменты времени, в частности интегралы движения, допускают непрерывное точное слежение (квантовое невозмущающее слежение) [3]. Его применение упрощает построение системы обнаружения, поскольку допускает непрерывное подключение измерит. прибора к пробной системе.

Обзор осн. работ см. в [4].

Лит.: 1) Брагинский В. Б., Воронцов Ю. И., Квантовомеханические ограничения в макроскопических экспериментах и современная экспериментальная техника, «УФН», 1974, т. 114, с. 41; 2) Брагинский В. Б., Воронцов Ю. И., Халили Ф. Я., Квантовые особенности пондермоторного измерителя электромагнитной энергии, «ЖЭТФ», 1977, т. 73, с. 1340; 3) Додонов В. В., Манько В. И., Руденко В. Н., Невозмущающее измерение в гравитационно-волновом эксперименте, «ЖЭТФ», 1980, т. 78, с. 881; 4) Braginsky V. B., Vorontsov Yu. I., Thorne K. S., Quantum nondemolition measurements, «Science», 1980, v. 209, p. 547.

Ф. Я. Халили.

КВАНТОВЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ в магнитном поле — осцилляторная зависимость термодинамич. и кинетич. характеристик металлов и *вырожденных полупроводников* от магн. поля. К. о. обусловлены вырождением системы носителей заряда и квантованием их энергии при периодич. движении по орбитам, замкнутым в *импульсном пространстве* (см. *Ландау уровни*).

Для большинства *металлов* фермиевский импульс электронов проводимости $p_F \approx \pi/a$ (a — межатомное расстояние), а длина их *волн де Бройля* $\lambda \approx a$, и в реально достижимых полях с магн. индукцией $B \sim 10^5 \div 10^6$ Гс радиус орбиты $r = cp_F/eB \gg \lambda$. Т. к. *ферми-энергия* $\mathcal{E}_F = p_F^2/2m$, а расстояние между уровнями Ландау $\hbar\omega_c = \hbar eB/m^*c$ (где ω_c — *циклотронная частота*, а m — параметр с размерностью массы и m^* — *эффективная масса* имеют, как правило, тот же порядок величины, что и масса свободного электрона m_e), то $\hbar\omega_c/\mathcal{E}_F \approx a/r \ll 1$. Это позволяет при рассмотрении К. о. использовать квазиклассич. приближение, т. е. оперировать характеристиками энергетич. спектра электронов на уровне Ферми $\mathcal{E}_F$ в отсутствие магн. поля.

Природа осцилляций. Возникновение К. о. легко проследить на двумерной модели системы электронов, движение к-рых возможно только в плоскости, перпендикулярной магн. полю (см. *Двумерные проводники*). В магн. поле электроны занимают дискретные уровни энергии $\mathcal{E}_i = (i + {}^1/_2)\hbar\omega_c$ ($i = 0, 1, \ldots$). Каждый уровень многократно вырожден, и его могут занимать ρBS электронов, где $\rho = e/2\pi\hbar c$, S — площадь образца. Если полное число электронов N_e, то при темп-ре $T = 0$ К электроны расположены на $n+1$ ниж. уровнях, где $n(B)$ отвечает условию:

$$(1 + n)\,\rho B \geqslant \frac{N_e}{S} \geqslant n\rho B, \qquad (1)$$

так, чтобы их суммарная энергия

$$\mathcal{E} = S\left[\rho B \sum_{i=0}^{n(B)-1} \mathcal{E}_i + \left(\frac{N}{S} - n\rho B\right)\mathcal{E}_n\right] \qquad (2)$$

была минимальна. Решение (2) $\mathcal{E}(B)$ — осциллирующая ф-ция (рис. 1, *а*). Соответственно осциллируют все термодинамич. величины, напр. магн. момент $M = -\partial\mathcal{E}/\partial H$ (рис. 1, *б*), и кинетич. величины (см. *Квантовый Холла эффект*).

В трёхмерном случае электроны в импульсном пространстве размещаются на $n \sim \mathcal{E}_F/\hbar\omega \gg 1$ цилиндрич. «трубках» Ландау (рис. 2). Площадь сечения трубок равна

$$A_i = \left(i + \frac{1}{2}\right)\frac{2\pi\hbar eB}{c}. \qquad (3)$$

Электроны занимают все состояния с импульсом p_z^i, лежащим в пределах *ферми-поверхности* (p_z — импульс вдоль поля $\boldsymbol{B}$). Полное число состояний N на единицу объёма ниже энергии Ферми $\mathcal{E}_F$ равно

$$N = \rho B \sum_i \frac{p_z^i}{2\pi\hbar}. \qquad (4)$$

При $T = 0$ К практически все характеристики металлов определяются плотностью состояний $g(\mathcal{E})$ на уровне

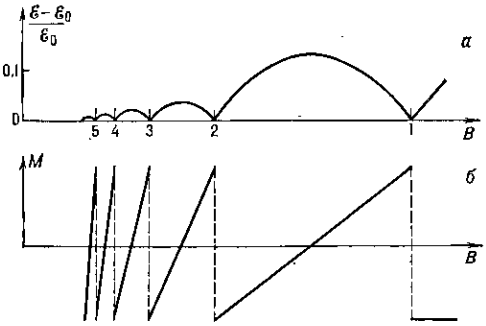


Рис. 1. Зависимость (при $T = 0$ К) суммарной энергии $\mathcal{E}(a)$ и магнитного момента $M(б)$ двумерного слоя электронов от магнитного поля B; цифры на оси x — число заполненных уровней Ландау, $\mathcal{E}_0$ — суммарная энергия электронов при $B = 0$.

Ферми. Можно показать, что из (4) следует соотношение

$$g(\mathcal{E}_F) = \left(\frac{\partial N}{\partial \mathcal{E}}\right)_{\mathcal{E}=\mathcal{E}_F} = \rho B \sum_i \frac{m^*}{\hbar}\left(\frac{\partial A_i}{\partial p_z}\right)^{-1}_{\mathcal{E}=\mathcal{E}_F} \qquad (5)$$

($m^* = (1/2\pi)\partial A/\partial\mathcal{E}$). Т. к. на экстремальных по p_z сечениях поверхности Ферми $\partial A_{\text{экстр}}/\partial p_z = 0$, то $g(\mathcal{E}_F)$ резко возрастает каждый раз, когда при изменении магн. поля A_i для к.-л. из трубок становится равным $A_{\text{экстр}}$, т. е. когда к.-л. из трубок Ландау касается поверхности Ферми. В результате возникают К. о., периодичные по B^{-1} с периодом (условие Лифшица — Онсагера)

$$\Delta B^{-1} = 2\pi e\hbar/cA_{\text{экстр}}. \qquad (6)$$

При $T > 0$ К К. о. ослабляются из-за теплового размытия уровня Ферми как $\exp(-2\pi^2 kT/\hbar\omega_c)$. В реальных кристаллах электроны испытывают рассеяние на примесях, уширяющее уровни Ландау. *Дислокации* приводят к вариациям параметра решётки и тем самым локальным вариациям размеров поверхности Ферми и периодов К. о. Это ослабляет К. о., амплитуда к-рых

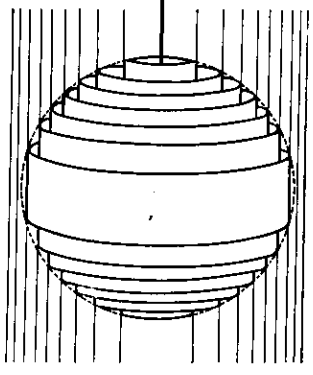


Рис. 2. Схема разрешённых состояний электронов проводимости в магнитном поле (при изотропном квадратичном спектре). При $T = 0$ К заняты все состояния на «трубках» в пределах поверхности Ферми (внутри сферы).

уменьшается как $\exp(-2\pi^2 kT_{\text{Д}}/\hbar\omega_c)$, где $T_{\text{Д}}$ т. н. *Дингла температура*, характеризующая реальный образец. При рассеянии на примесях $T_{\text{Д}} \approx \hbar/\tau$, где τ — время релаксации (ср. время между двумя актами рассеяния), определяемое по электропроводности металла.

На амплитуде и форме К. о. сказывается также взаимодействие спинов электронов с магн. полем (спиновое расщепление уровней Ландау), характеризуемое эфф. *g-фактором*.

Общее выражение, связывающее К. о. термодинамич. потенциала Ф с характеристиками металла, было получено И. М. Лифшицем и А. М. Косевичем (1955):

$$\Phi = 2kTV\left(\frac{eB}{2\pi c\hbar}\right)^{3/2}\left(\frac{\partial^2 A_{\text{экстр}}}{\partial p_z^2}\right)^{-1/2}\times$$

$$\times\sum_{r=1}^{\infty}\frac{\exp\left(-2\pi^2 rhT_{\text{д}}/\hbar\omega_c\right)\cos\left(r\pi g/2\right)}{r^{3/2}\operatorname{sh}\left(-2\pi^2 rhT/\hbar\omega_c\right)}\cos\left[r\left(\frac{cA_{\text{экстр}}}{e\hbar B}\pm\frac{\pi}{4}\right)\right]. \quad (7)$$

Здесь V — объём образца; знак — соответствует макс. $A_{\text{экстр}}$, + минимальному. Если на поверхности Ферми есть неск. экстремальных сечений, напр. если она состоит из неск. полостей, то Ф — сумма выражений типа (7).

К. о. термодинамических величин. Наиб. изучены К. о. магн. момента $M=-\partial\Phi/\partial H$ и *магнитной восприимчивости* $\chi=\partial M/\partial H$ (*де Хааза — ван Альфена эффект*) при $T\to 0$ К. В большом числе случаев M можно найти из (7), считая, что $H=B$, т. к. M всегда мало. Амплитуда К. о. магн. восприимчивости сравнима или даже превосходит постоянную диамагн. или парамагн. восприимчивость металлов, к-рая обычно мала ($\sim 10^{-5}$—10^{-6} см$^{-3}$).

Для ряда металлов изучены осцилляции размеров (*магнитострикции*) порядка 10^{-8}—10^{-10} см. Наблюдались К. о. темп-ры теплоизолированных образцов, скорости звука и скорости распространения магнитоплазменных волн (*геликонов, альвеновских волн* и т. п., см. *Плазма твёрдых тел*).

К. о. кинетических величин, в частности сопротивления ρ (*Шубникова — де Хааза эффект*), также обусловлены К. о. плотности состояний $g(\mathcal{E}_F)$. Сопротивление ρ осциллирует вместе с $g(\mathcal{E}_F)$, при этом

$$\frac{\Delta\rho}{\rho}\sim\frac{\Delta g(\mathcal{E}_F)}{g(\mathcal{E}_F)}\sim\frac{1}{n}.$$

К. о. ρ имеют относительно малую величину, что затрудняет их наблюдение; лишь для *полуметаллов*, для к-рых легко достижимы значения $n\sim 1$ (см. ниже), осцилляции сопротивления имеют большую амплитуду.

Наблюдаются также К. о. магнетосопротивления и др. коэф. термогальваномагн. явлений (см. *Гальваномагнитные явления* и др.).

Применения. Исследование К. о.— наиб. универсальный метод определения характеристик электронного спектра металлов и вырожденных полупроводников, гл. обр. $A_{\text{экстр}}$ при разл. ориентациях $\boldsymbol{B}$.

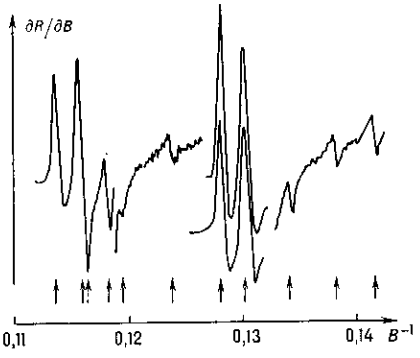


Рис. 3. Зависимость производной магнитосопротивления $\partial R/\partial B$ для Bi, демонстрирующая сложный гармонический состав осцилляций при $\hbar\omega_c/2\pi^2 k\,(T+T_{\text{д}})\gtrsim 1$. Осцилляции большей амплитуды обязаны дырочной поверхности Ферми, меньшей (увеличение в 6 раз) — электронам. Расщепление пиков связано с отличием g-фактора от целого чётного значения.

Как правило, К. о.— суперпозиция осцилляций разного периода, связанных с разными участками поверхности Ферми (рис. 3). Условия наблюдения обычно менее благоприятны, и вместо хорошо разрешённых пиков наблюдаются сложные биения (рис. 4), фурье-анализ к-рых позволяет определить «частоты» $f=1/\Delta B^{-1}$ составляющих и, по ф-ле (6), значения $A_{\text{экстр}}$ при заданном направлении $\boldsymbol{B}$. Достигнутая точность измерений $\sim 10^{-3}\div 10^{-4}$ (для щелочных металлов, Bi и др.), что в $10\div 100$ раз превосходит точность измерения геом. характеристик поверхности Ферми др. методами. Зная анизотропию $A_{\text{экстр}}$, можно восстановить форму поверхности Ферми.

Универсальность метода обусловлена тем, что К. о. можно наблюдать на несовершенных образцах, напр.

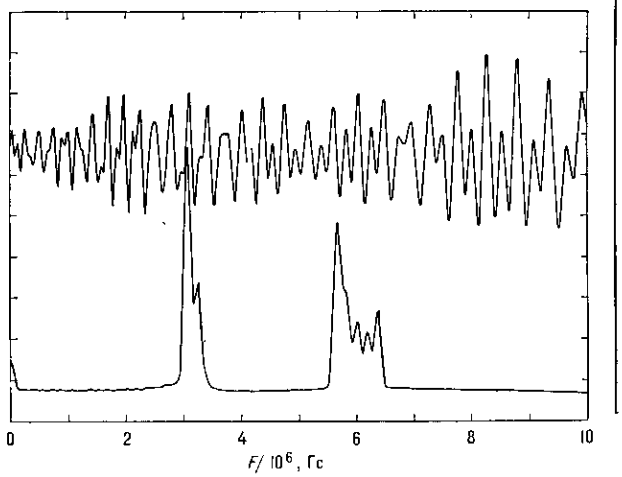


Рис. 4. Вверху — запись осцилляций магнитного момента кристалла Ni_3Al; внизу — фурье-спектр осцилляций.

при введении примесей $T_{\text{д}}$ изменяется на 1—100 К на 1% примеси. Наблюдение К. о. возможно при $T_{\text{д}}\approx 10$ К. Это позволяет, с одной стороны, в разбавленных сплавах изучать влияние примесей на поверхность Ферми и рассеяние на них, определяемое по $T_{\text{д}}$; с др. стороны, изучать *интерметаллические соединения*, окислы переходных металлов и др. соединения, монокристаллы к-рых менее совершенны, чем кристаллы чистых металлов.

По зависимости амплитуды К. о. от T и B могут быть определены m^* и $T_{\text{д}}$. По гармонич. составу осцилляций заданного периода при $\hbar\omega_c/2\pi k\,(T+T_{\text{д}})\gtrsim 1$, пользуясь (7), можно определить g-фактор электронов проводимости. Абс. измерения амплитуды M позволяют установить значение $\partial^2 A_{\text{экстр}}/\partial p_z^2$. Абс. величина магнитострикции даёт значения производных $A_{\text{экстр}}$ по компонентам тензора деформации решётки. Аналогичная информация может быть получена при исследовании К. о. в условиях деформации (всестороннего сжатия, растяжения и т. п.).

«Сильный» магнетизм. При эксперим. изучении К. о. измеряются характеристики образца, зависящие от индукции B магн. поля в образце, как ф-ции напряжённости H внеш. магн. поля. В реальных условиях относит. амплитуда К. о. $M/H\ll 1$ и $B\approx H$. Однако значение $4\pi Mn/H$ может оказаться большим, т. к. обычно $n\gg 1$. Аргумент при cos в (7) содержит величину $2\pi/B\Delta B^{-1}=2\pi(1-4\pi M/H)/H\Delta B^{-1}$. Осциллирующая часть фазы $\sim 4\pi n\tilde{M}/H$, становясь сравнимой с π, приводит к «нелинейности» К. о., проявляющейся в усложнении их гармонич. состава и во взаимной модуляции при одноврем. наблюдении К. о. от разл. $A_{\text{экстр}}$, т. е. к появлению в спектре составляющих с «частотами» $(c/e\hbar)(A^i_{\text{экстр}}\pm A^j_{\text{экстр}})$ (магнитное взаимодействие).

Когда $4\pi\partial M/\partial H>1$, то состояние с однородной намагниченностью образца становится термодинамически неустойчивым и в нём появляются диамагн. домены с индукцией в соседних областях, различающейся на $B^2\Delta B^{-1}$. Т. к. B в образцах конечного размера

зависит от их формы, то и К. о. в условиях магн. взаимодействия существенно зависят от неё. Так, зависимость $M(H)$ при расслоении на домены в длинных образцах значительно отличается от даваемой ф-лой (7). Для образцов в форме тонкого диска эти отклонения менее заметны.

Ультраквантовый предел. В полуметаллах, в металлах с аномально малым числом электронов и в вырожденных полупроводниках с низкой концентрацией носителей заряда достигается ситуация, когда ниже $\mathcal{E}_F$ остаётся 1 уровень Ландау. В этом случае изменения $\mathcal{E}_F$ перестают быть малыми, а становятся сравнимыми с $\mathcal{E}_F$ (отсчитываемой от экстремума зоны). Поведение металла в ультраквантовой области магн. полей зависит от зонной структуры. Так, если есть 1 тип носителей, то независимость $N(H)$ приводит к тому, что граничное значение $p_z \to 0$ как $1/H$, а $\mathcal{E}_F$ совпадает с ниж. уровнем Ландау.

К. о. приобретают специфич. черты в условиях магнитного пробоя. Из-за квантового туннелирования электронов между разными зонами появляются К. о. с периодами, соответствующими комбинациям сечений $(A^1 \pm A^k)$, и исчезают К. о. для тех орбит, вероятность ухода с к-рых из-за магн. пробоя становится высокой.

К. о. в малых образцах (напр., на пластинках толщиной d, сравнимой с диаметром $2r$ орбиты электронов в магн. поле). Если $2r > d$, то по замкнутым орбитам могут двигаться лишь электроны, испытывающие зеркальное отражение от поверхностей образца, и К. о. будут определяться площадью участка сечения поверхности Ферми (рис. 5), изменяющегося при изменении поля. Их периодичность при этом нарушается.

К. о. затухания звука. Когда существует дополнит. механизм отбора эфф. электронов, возможно наблюдение К. о. от неэкстремальных сечений поверхности Ферми. Это имеет место, напр., при распространении звука в металле. Осн. вклад в затухание звука (при $\boldsymbol{B}$, не перпендикулярном к волновому вектору) вносят электроны, движущиеся вдоль магн. поля в фазе с волной. Т. к. скорость Ферми на 2—3 порядка превосходит скорость звука, то эффективные электроны расположены на сечениях, близких к экстремальным. При изменении магн. поля уровни Ландау периодически пересекают поверхность Ферми в области эфф. электронов, что приводит к периодич. вариациям числа последних $\sim$ на 100% (см. *Гигантские квантовые осцилляции* поглощения звука).

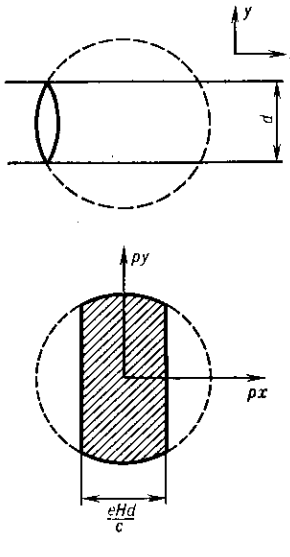


Рис. 5. Вверху — экстремальная по площади орбита электронов в тонком образце при зеркальном отражении от поверхности; внизу — соответствующая орбита в импульсном пространстве ($px = p_x$, $py = p_y$). Пунктир — форма орбиты в неограниченном образце. Заштрихованная площадка определяет условие квантования.

Наряду с К. о. в магн. поле в металлах и полупроводниках могут наблюдаться также квантовые эффекты др. природы: размерное квантование в плоских плёнках, проволоках и цилиндрах, связанное с ограничением области движения (см. *Квантовые размерные эффекты*) или с интерференцией электронов (*Аронова—Бома эффект*), и резонансные явления — *циклотронный резонанс*, резонанс на *магнитных поверхностных уровнях*, *магнитофононный резонанс*.

Лит.: Абрикосов А. А., Введение в теорию нормальных металлов, М., 1972; Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф., Электронные свойства двумерных систем, пер. с англ., М., 1985; Шенберг Д., Магнитные осцилляции в металлах, пер. с англ., М., 1986. *В. С. Эдельман.*

КВАНТОВЫЕ РАЗМЕРНЫЕ ЭФФЕКТЫ — изменение термодинамич. и кинетич. свойств кристалла, когда хотя бы один из его геом. размеров становится сопзмеримым с длиной волны де Бройля $\lambda_Б$ электронов. К. р. э. обусловлены квантованием движения электрона в направлении, в к-ром размер кристалла сравним с $\lambda_Б$ (размерное квантование).

В массивном идеальном кристалле состояние электрона определяется заданием четырёх квантовых чисел — номера энергетич. зоны (см. *Зонная теория*) и трёх проекций его квазиимпульса $\boldsymbol{p}$ на координатные оси (p_x, p_y, p_z), к-рые могут принимать любые значения. В кристаллич. плёнке толщиной L, нормаль к к-рой направлена по оси z (рис. 1), движение электрона в плоскости плёнки остаётся свободным, т. е. p_x и p_y могут принимать любые значения. Величина же p_z может принимать только дискретный ряд значений. Дискретность связана с тем, что волновая ф-ция электрона на поверхностях плёнки должна обращаться в 0. Это означает, что на толщине L должно укладываться целое число $n = 1, 2, \ldots$ полуволн де Бройля $\lambda_Б/2 = \pi\hbar/|p_z|$. Отсюда следуют закон квантования проекции квазиимпульса p_z:

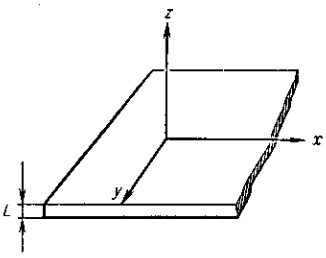


Рис. 1. Геометрия плёнки.

$$|p_z| = \frac{\pi\hbar n}{L} \qquad (1)$$

и закон квантования энергии поперечного движения (в приближении *эффективной массы*):

$$\mathcal{E}_n(0) = \frac{\pi^2\hbar^2 n^2}{2m_z^* L^2}. \qquad (2)$$

Здесь m^* — эффективная масса электрона в направлении z, $\mathcal{E}_n$ наз. уровнями размерного квантования.

Графически энергия электронов $\mathcal{E}_n(p_x, p_y)$ для разных значений p_z (т. е. n) представляет собой систему параболоидов, вставленных друг в друга так, что дно каждого последующего расположено выше предыдущего (рис. 2). Дно параболоида $\mathcal{E}_n(0)$ соответствует энергии движения электрона поперёк плёнки (размерный уровень). Т. о., энергетич. спектр электронов состоит из набора двумерных размерных подзон, каждая из к-рых содержит значения энергии для всевозможных p_x, p_y при заданном p_z. При уменьшении толщины L энергия размерных уровней $\mathcal{E}_n(0)$ растёт, увеличивается и расстояние между размерными подзонами.

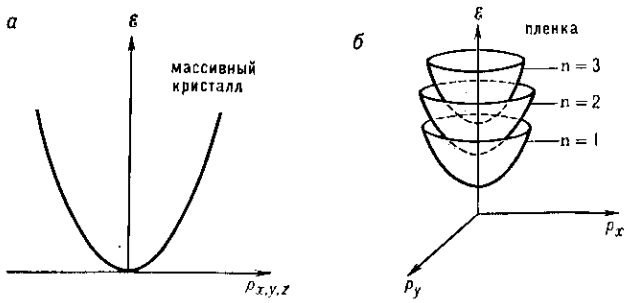


Рис. 2. Энергетический спектр электронов в массивном кристалле (*а*) и в плёнке (*б*).

Т. о., из-за квантования p_z энергетич. спектр электронов имеет вид

$$\mathcal{E}_n(p_\parallel) = \mathcal{E}_n(0) + \frac{p_\parallel^2}{2m^*}, \qquad (3)$$

где $p_\parallel (p_x, p_y)$ — компонента квазиимпульса, параллельная поверхности плёнки. Электроны в плёнке образуют *двумерный электронный газ*, когда они заполняют одну или неск. двумерных подзон (рис. 3, *а*, *б*; см. также *Квазидвумерные соединения*, *Инверсионный слой*).

Плотность электронных состояний. Размерное квантование приводит к радикальной перестройке плотно-

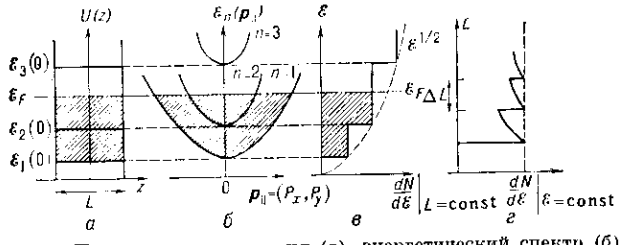


Рис. 3. Потенциальная энергия (*а*), энергетический спектр (*б*), плотность состояний (*в*) как функции энергии $\mathcal{E}$ и толщины L (*г*) для электрона в плёнке; $\mathcal{E}_F$ — уровень Ферми, заштрихованы занятые состояния при $T=0$ К.

сти электронных состояний $g(\mathcal{E})=dN/d\mathcal{E}$. В массивном кристалле $g(\mathcal{E})$ имеет плавный монотонный характер, в простейшем случае $g(\mathcal{E})\sim\sqrt{\mathcal{E}}$ (пунктир, рис. 3, *в*). В соответствии с этим электронные свойства под влиянием внеш. воздействий изменяются преим. плавно. В тонкой плёнке размерная подзона даёт постоянный, не зависящий от энергии (для квадратичного закона *дисперсии*) вклад в $dN/d\mathcal{E}$, равный (в расчёте на единицу площади плёнки) $gm^*/2\pi\hbar^2$, где g — кратность спинового и долинного вырождения подзоны (см. *Многодолинные полупроводники*). Полная плотность состояний является ступенчатой ф-цией энергии $\mathcal{E}$ (рис. 3, *в*), причём n-й скачок происходит при $\mathcal{E}=\mathcal{E}_n(0)$ и отражает появление или исчезновение вклада n-й подзоны. При $\mathcal{E}=\text{const}$ плотность состояний (на единицу объёма плёнки) как ф-ция L испытывает скачки при $L=n\lambda_Б/2$, изменяясь как L^{-1} между ними (рис. 3, *г*). Период осцилляций по толщине

$$\Delta L = \pi\hbar\,(2m^*\mathcal{E})^{-1/2}. \qquad (4)$$

Явления, обусловленные К. р. э. Электронные свойства *металлов*, *полуметаллов* и вырожденных *полупро-*



Рис. 4. Зависимость удельного сопротивления плёнок Bi от толщины L при разных температурах T. С ростом L и T осцилляции затухают.

водников определяются электронами с энергией, близкой к $\mathcal{E}_F$ (см. *Ферми-поверхность*), поэтому термодинамич. и кинетич. характеристики этих веществ зависят от плотности состояний на уровне Ферми $g(\mathcal{E}_F)$. Скачкообразное изменение $g(\mathcal{E}_F)$ при изменении L должно приводить к осциллирующей зависимости от L уд. электросопротивления (рис. 4), константы Холла и магнетосопротивления (см. *Гальваномагнитные явления*), а также к особенностям туннельных характеристик плёнок, обнаруженных в Pb, Mg, Au, Ag.

Туннелирование электронов — прямое доказательство существования уровней размерного квантования (и способ их исследования). Вероятность туннелирования электронов сквозь потенц. барьер определяется параметрами, характеризующими барьер, а также

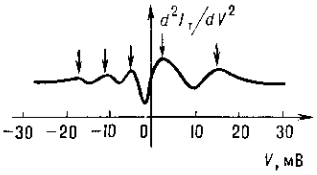
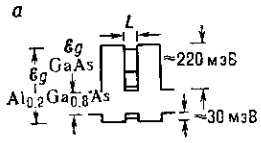


Рис. 5. Туннельная характеристика системы плёнка Bi (L=900 Å) — диэлектрик — металлический электрод (Pb). Стрелками показаны особенности, отвечающие уровням размерного квантования в плёнке.

плотностью нач. и конечных состояний. Поэтому в системах плёнка — диэлектрик — металл особенности $g(\mathcal{E})$ приведут к особенностям зависимости туннельного тока $I_т$ от напряжения V. На рис. 5 показана зависимость 2-й производной туннельного тока в плёнку Bi через тонкий (<100 Å) слой диэлектрика от напряжения V между массивным металлич. электродом и плёнкой. Напряжение смещает уровни Ферми в металле и плёнке на величину eV (e — заряд электрона). В идеальном случае на кривой должны появляться узкие пики всякий раз, когда $\mathcal{E}_F$ в металле совпадает с $\mathcal{E}_n(0)$. Рассеяние уширяет эти пики.



К. р. э. могут существенно изменить свойства *гете-*

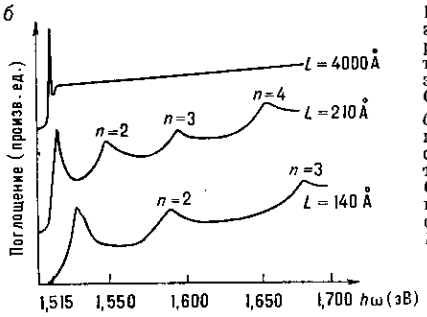


Рис. 6. *а* — Часть энергетической диаграммы гетероструктуры: $\mathcal{E}_g$ — ширины запрещённых зон GaAs и $Al_{0,2}Ga_{0,8}As$; *б* — Оптическое поглощение в многослойной гетероструктуре $Al_xGa_{1-x}As$—GaAs — $Al_xGa_{1-x}As$, как функция энергии фотона $\hbar\omega$ при T=2К; L — толщина слоёв GaAs.

роструктур типа $Al_xGa_{1-x}As$—GaAs—$Al_xGa_{1-x}As$. Движение носителей заряда в них ограничено слоями GaAs, слои $Al_xGa_{1-x}As$ являются потенц. барьерами (рис. 6, *а*). Если толщина последних не очень мала, гетероструктуру можно рассматривать как набор не связанных между собой плёнок GaAs. Размерное квантование в достаточно тонких (10^{-7}—10^{-6} см) слоях GaAs приводит, в частности, к существенному изменению оптич. характеристик. Так, оно обусловливает сдвиг дна $\mathcal{E}_c$ зон проводимости GaAs (и в противоположную сторону потолка валентной зоны) на величину $\mathcal{E}_1(0)$. Это приводит к изменению ширины запрещённой зоны $\Delta\mathcal{E}_g$, что, в свою очередь, сдвигает красную границу спектра поглощения в зависимости от L. К. р. э. проявляется только в структурах с тонкими (140 Å, 210 Å) слоями GaAs. Пики поглощения обусловлены переходами из заполненной n-й подзоны в валентной зоне в пустую n-ю подзону в зоне проводимости GaAs с участием *Ванье—Мотта экситонов* (рис. 6). Аналогичные особенности обнаружены в спектрах люминесценции. Зависимость оптич. свойств от L используется для создания *лазеров* с улучшенными характеристиками (коротковолновый сдвиг частот излучения, понижение пороговой мощности накачки

(достигается в т. н. «гетеролазерах с квантовыми ямами»).

К. р. э. наблюдаются только в достаточно совершенных и однородных по толщине плёнках. Количественно это означает, что уширение уровней $\delta\mathcal{E}$ размерного квантования из-за рассеяния носителей заряда на примесях, фононах и шероховатостях поверхностей плёнки должно быть мало по сравнению с энергетич. зазором $\Delta\mathcal{E}$ между уровнями, а флуктуации толщины должны быть малы по сравнению с длиной волны электрона на уровне Ферми λ_F. Осцилляции, обусловленные К. р. э., наиб. ярко проявляются в тонких плёнках ($L\sim\lambda_F$) при низких темп-рах, когда тепловое «размытие» $g(\mathcal{E})$ меньше $\Delta\mathcal{E}$ ($kT\ll\Delta\mathcal{E}$, рис. 4). Указанным требованиям лучше всего удовлетворяют эпитаксиальные слои (типа слоёв GaAs в многослойных гетероструктурах), а также плёнки полуметаллов (Bi, Sn, Sb и их сплавы) и *вырожденных полупроводников* с узкой запрещённой зоной (InSb, PbTe) в интервале толщин $L\sim10^{-6}$—10^{-5} см. В металлич. плёнках из-за малости λ_F труднее выполнить требование однородности плёнок по толщине.

Плёнки и тонкие слои не единственные объекты ис-

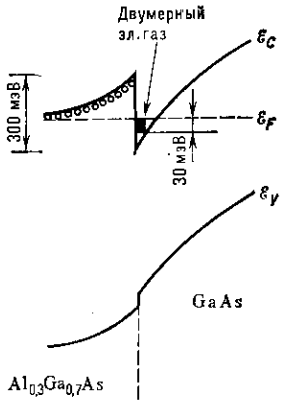


Рис. 7. Энергетическая диаграмма селективно-легированного гетероперехода.

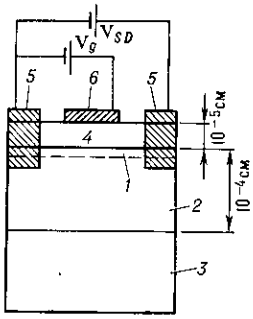


Рис. 8. Схема полевого транзистора: *1* — двумерный электронный газ; *2* — нелегированный GaAs; *3* — подложка из полуизолирующего GaAs; *4* — $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ (концентрация доноров $N=7\cdot10^{17}$ см$^{-3}$); *5* — сток и исток; *6* — затвор.

следования К. р. э. Электроны или дырки в инверсионных и обогащённых слоях *МДП-структур* и селективно (модуляционно) легированных гетероструктур, электроны на поверхности жидкого He также обладают энергетич. спектром и плотностью состояний $g(\mathcal{E})$ типа изображённых на рис. 3(*б*, *в*), хотя закон квантования p_z и вид $\mathcal{E}_n(0)$ отличаются от плёночных. Важное преимущество этих систем по сравнению с плёнками — возможность управления концентрацией носителей в широких пределах. Селективно легированные гетероструктуры, состоящие из переходов GaAs—$Al_xGa_{1-x}As$, выращиваются, как правило, методом молекулярно-пучковой *эпитаксии*. Слой или часть слоя $Al_xGa_{1-x}As$ легируется (концентрация доноров $\sim10^{18}$ см$^{-3}$), а слой GaAs не легируется. Селективное легирование приводит к изгибу зон (рис. 7). Электроны, стремясь установить единый уровень Ферми в системе, переходят с доноров в потенц. яму, образованную изгибом зон, с одной стороны, и разрывом дна $\mathcal{E}_C$ зоны проводимости на гетеропереходе — с другой. Они могут свободно двигаться только вдоль границы гетероперехода. Квантование поперечного движения в яме (аналог размерного квантования в плёнке) приводит к образованию двумерного или квазидвумерного электронного газа с поверхностной концентрацией 10^{11}—10^{12} см$^{-2}$. В такой системе отсутствуют поверхностные состояния и дефекты (из-за соответствия решёток GaAs и $Al_xGa_{1-x}As$). Рассеяние на примесях из-за пространств. разделения электронов и породивших их доноров мало. Подавление рассеяния приводит к высоким подвижностям электронов: $\mu(4К)>10^6$ см^2/В·с, $\mu(77К)\approx10^5$ см^2/В·с, $\mu(300К)\approx10^4$ см^2/В·с. Высокие значения μ необходимы для обнаружения таких тонких физ. эффектов, как дробный *квантовый Холла эффект*, и важны для прикладных целей.

Так, *полевые транзисторы*, основанные на селективно легированных гетероструктурах с двумерным электронным газом, обладают большим быстродействием ($\geqslant10$ пс при $T=77$К—300К). Прибор представляет собой гетероструктуру указанного типа, выращенную на полуизолирующей подложке GaAs (рис. 8). Напряжение V_{SD}, приложенное к стоку и истоку, создаёт ток в двумерной системе, к-рым можно управлять с помощью напряжения V_g на затворе. Эти приборы перспективны для создания сверхбыстродействующих интегральных схем.

Лит.: Тавгер Б. А., Демиховский В. Я., Квантовые размерные эффекты в полупроводниковых и полуметаллических пленках, «УФН», 1968, т. 96, с. 61; Лифшиц И. М. и др., Явление осцилляций термодинамических и кинетических свойств пленок твердых тел, «Открытия. Изобретения. Промышленные образцы. Товарные знаки», 1977, № 32, с. 3; Комник Ю. Ф., Физика металлических пленок. Размерные и структурные эффекты, М., 1979; Луцкий В. Н., Пинскер Т. Н., Размерное квантование, М., 1983; Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф., Электронные свойства двумерных систем, пер. с англ., М., 1985. *В. А. Волков.*

КВАНТОВЫЕ СТАНДАРТЫ ЧАСТОТЫ — устройства для получения эл.-магн. колебаний со стабильной во времени частотой. Среднеквадратичное относит. отклонение частоты (относит. нестабильность) и относит. погрешность воспроизведения действительного значения частоты (воспроизводимость) К. с. ч. достигает 10^{-14}. К. с. ч.— основа эталонов времени и длины, широко применяются в измерит. технике, навигации и метрологич. службе.

В К. с. ч. используются наиб. стабильные квантовые переходы между энергетич. уровнями атомов или молекул, частоты к-рых расположены в дециметровом или более коротковолновых диапазонах длин волн λ. Однако для большинства применений требуются высокостабильные колебания в радиодиапазоне, а для эталонов времени необходимы колебания с частотой 1 Гц, т. е. с периодом 1 с. Поэтому К. с. ч. содержат помимо устройства для наблюдения спектральной линии (квантового репера частоты) электронную схему преобразования частоты репера в др. частотные диапазоны.

Типы К. с. ч. По способу наблюдения спектральной линии в квантовом репере К. с. ч. подразделяются на активные и пассивные. Активный репер является квантовым генератором. Применяют активные К. с. ч. на *водородном генераторе* и рубидиевом генераторе с оптич. накачкой (рис. 1).



Рис. 1. Блок-схема активного квантового стандарта частоты.

В пассивном репере спектральная линия атомов используется для автоподстройки по ней частоты вспомогат. генератора. В этом случае квантовый репер работает как дискриминатор, определяющий величину и знак отклонения частоты вспомогат. генератора от её номинального значения и устраняющий это отклонение. В применяемых пассивных К. с. ч. реперные спектральные линии лежат в сантиметровом диапазоне λ. При этом вспомогат. генератором служит *кварцевый генератор*, а электронная схема обеспечивает необходимое преобразование его частоты, наблюдение спектральной линии и автоподстройку по ней кварцевого генератора (рис. 2). Основой пассивных К. с. ч. является входящая в состав репера поглощающая ячейка, в к-рой атомы, максимально изолированные

от внеш. воздействий, избирательно поглощают эл.-магн. излучение с частотой f, формируемой синтезатором частот из частоты кварцевого генератора. Схема сравнения определяет величину и знак разности Δf между частотой f и частотой спектральной линии f_c

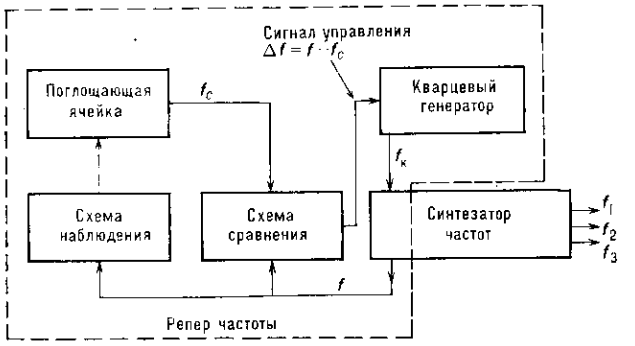
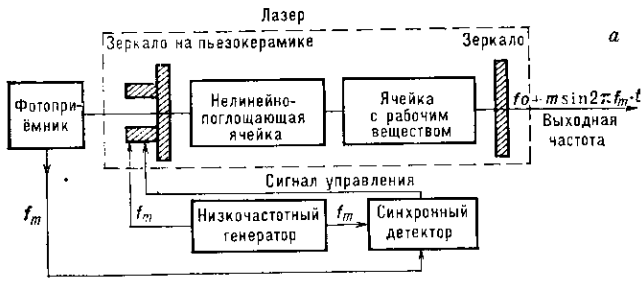


Рис. 2. Блок-схема пассивного стандарта частот.

и вырабатывает управляющий сигнал $k\,\Delta f$, смещающий частоту кварцевого генератора $f_к$ к её номинальному значению $f_н$, при к-ром $\Delta f = f - f_c = 0$. При этом весь набор частот, вырабатываемый синтезатором частот, максимально приближается к их номинальным значениям. К пассивным относятся К. с. ч. на пучке атомов Cs и Rb (см. *Цезиевая атомно-лучевая трубка*) и К. с. ч. на атомах Rb с оптич. накачкой и индикацией (см. *Рубидиевый стандарт частоты*).

Если спектральная линия находится в ИК- или оптич. диапазоне, то вспомогат. генератором служит лазер. Поглощающая ячейка содержит разреженный



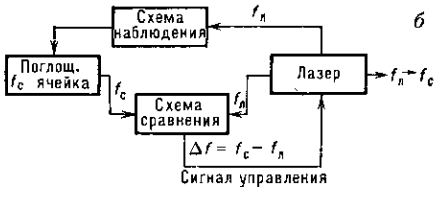


Рис. 3. Блок-схема оптического стандарта частоты: *а* — с внешним репером; *б* — с внутренним. Автоподстройка резонатора необходима для уменьшения эффекта затягивания частоты.

газ, частота спектральных линий к-рого совпадает с частотой лазера (см. *Оптические стандарты частоты*).

Стабильность частоты определяется в основном характеристиками спектральной линии в поглощающей ячейке: её относит. шириной $\Delta f_c/f_c$ и интенсивностью (пропорц. произведению квадрата матричного элемента перехода на разность населённостей его уровней), а также зависимостью её частоты от внеш. воздействий (магн. и электрич. полей, изменения темп-ры, давления и т. п.). Относит. ширина линии $\Delta f_c/f_c$ и её интенсивность определяют гл. обр. стабильность К. с. ч. за короткие времена наблюдения, а степень зависимости частоты от внеш. воздействий обусловливает долговрем. стабильность и воспроизводимость частоты.

Кратковрем. относит. нестабильность частоты обратно пропорц. в случае пассивной системы произведению добротности спектральной линии $f_c/\Delta f_c$ на отношение сигнал/шум при её индикации, а в случае активной системы — произведению $f_c/\Delta f_c$ на мощность квантового генератора. Т. к. мощность квантовых генераторов и отношение сигнал/шум пассивных реперов невелики, то для получения кратковрем. относит. нестабильности частоты $\sim 10^{-12}$—10^{-14} при времени усреднения $\tau \simeq 1$ с необходимо $f_c/\Delta f_c \geqslant 10^8$—$10^{10}$. Именно это обстоятельство ограничивает снизу диапазон частот для спектральной линии репера, т. к. линии с такой добротностью из-за уширения не обнаруживаются вплоть до частот ~ 1000 МГц (см. *Ширина спектральных линий*). Отношение сигнал/шум и мощность генерации линейно зависят от интенсивности линии. Поэтому для получения требуемого отношения сигнал/шум или мощности генерации необходимо иметь макс. разность населённостей уровней. Для этого используются: сортировка пучка атомов или молекул по энергиям с помощью неоднородного постоянного магн. или электрич. полей (водородный генератор, цезиевая трубка); оптич. накачка, приводящая к нарушению больцмановского распределения атомов по энергиям (рубидиевый генератор, рубидиевый К. с. ч. с оптич. накачкой и индикацией).

Высокие требования к долговрем. стабильности и воспроизводимости могут быть выполнены, если относит. нестабильность частоты спектральной линии репера $\leqslant 10^{-11}$—10^{-14} за обусловленное время. Такое значение можно получить только для переходов, слабо зависящих от электрич. и магн. полей в условиях ослабления др. внеш. воздействий. Выполнение этих же условий необходимо и для реализации высокой добротности спектральной линии, однако они, как правило, несовместимы с получением большой интенсивности линии. Наиб. перспективен способ наблюдений спектральной линии в атомном (или молекулярном) пучке.

Требованиям, предъявляемым к свойствам квантового перехода, для К. с. ч. в дециметровом и сантиметровом диапазонах λ наиб. полно удовлетворяют переходы $F_1 = F$, $m_F = 0 \rightleftarrows F_2 = F+1$, $m_F = 0$ между подуровнями магн. сверхтонкой структуры осн. состояния атомов H, Ta ($F=0$) и щелочных металлов ($F=1$ для ^{87}Rb, ^{23}Na и $F=2$ для ^{133}Cs) (см. *Атомные спектры*, *Зеемана эффект*). Наибольшего совершенства достигли активный К. с. ч. на водородном генераторе и пассивные на цезиевой трубке и атомах Rb с оптич. накачкой и индикацией (табл.).

Характеристика	Тип стандарта		
	На водородном генераторе	На цезиевой атомно-лучевой трубке	На атомах ^{87}Rb с оптич. накачкой и индикацией
Точность частоты	$1\cdot10^{-12}$	$1\cdot10^{-13}$	10^{-10}
Относительная погрешность воспроизведения действительного значения частоты	$5\cdot10^{-14}$	$5\cdot10^{-14}$	$1\cdot10^{-12}$
Среднеквадратичное относительное отклонение частоты при времени усреднения:			
$\tau = 1$ с	$5\cdot10^{-13}$	$1\cdot10^{-12}$	$1\cdot10^{-12}$
$\tau = 1$ сут	$5\cdot10^{-15}$	$5\cdot10^{-15}$	$5\cdot10^{-1}$

Атомное время. Для К. с. ч., используемых в службе времени, важнейшими характеристиками являются точность частоты (нескомпенсированная систематич. относит. погрешность воспроизведения частоты невозмущённого перехода) и относит. погреш-

ность воспроизводимости. Эти характеристики наилучшие у К. с. ч. на цезиевой атомно-лучевой трубке. В 1964 Международный комитет по вопросам мер и весов принял в качестве эталона частоты переход $F_1=3$, $m_F=0 \nrightarrow F_2=4$, $m_F=0$ между подуровнями сверхтонкой магн. структуры осн. состояния атомов ^{133}Cs, не возмущённого внеш. полями, приписав его частоте значение 9192631770 Гц. Соответствующая шкала времени наз. атомной, а единица времени в ней — атомная секунда — определена как 9192631770 периодов резонансного колебания ^{137}Cs. Т. о., К. с. ч. на цезиевой атомно-лучевой трубке признан первичным стандартом (эталоном), по отношению к к-рому стандарты др. типов являются вторичными.

Лит.: Григорьянц В. В., Жаботинский М. Е., Золин В. Ф., Квантовые стандарты частоты, М., 1968; Летохов В. С., Чеботаев В. П., Принципы нелинейной лазерной спектроскопии, М., 1975.

Е. Н. Базаров.

КВА́НТОВЫЕ ЧИ́СЛА — целые или дробные числа, к-рые определяют возможные значения физ. величин, характеризующих квантовые системы (атом, ядро, молекулу и др.), а также отд. элементарные частицы, *кварки*, *глюоны*.

К. ч. были впервые введены в физику для описания найденных эмпирически закономерностей атомных спектров, однако смысл К. ч. и связанной с ними дискретности нек-рых физ. величин, характеризующих поведение микрочастиц, был раскрыт лишь квантовой механикой. Согласно квантовой механике, возможные значения физ. величин определяются собственными значениями соответствующих операторов, действующих в пространстве состояний физ. системы. С матем. точки зрения это линейные самосопряжённые операторы в гильбертовом пространстве, собственные значения к-рых могут быть непрерывными или дискретными: в последнем случае и возникают нек-рые К. ч. В несколько более общем смысле К. ч. называют величины, сохраняющиеся в процессе движения, но не обязательно принадлежащие дискретному спектру, напр. импульс или энергию свободно движущейся частицы, массу покоя частицы.

Набор К. ч., исчерпывающе определяющий состояние квантовой системы, наз. п о л н ы м. Совокупность состояний, отвечающая всем возможным значениям К. ч. из полного набора, образует полную систему состояний. Так, состояния электрона в атоме определяются четырьмя К. ч. соответственно четырём степеням свободы, связанным с тремя пространств. координатами и спином. Для атома водорода и водородоподобных атомов это: главное К. ч. ($n=1, 2, \ldots$), орбитальное К. ч. ($l=0, 1, \ldots, n-1$), магн. К. ч. (m_l, $|m_l| \leqslant l$) — проекция орбитального момента на нек-рое направление и К. ч. проекции спина ($m_s=\pm 1/2$). Др. набор К. ч., более пригодный для описания атомных спектров при учёте *спин-орбитального взаимодействия* (определяющего тонкую структуру уровней энергии), получается при использовании вместо m_l и m_s К. ч. полного момента кол-ва движения ($j=l\pm 1/2$) и К. ч. проекции полного момента (m_j, $|m_j| \leqslant j$). Те же К. ч. используются для приближённого описания состояний отд. электронов в сложных (многоэлектронных) атомах, состояний нуклонов в ядрах и т. д. (см. *Атом*, *Ядро атомное*).

Приведённые выше К. ч. связаны с пространств. симметриями квантовых систем относительно нек-рых непрерывных преобразований. Др. К. ч. отвечают дискретным симметриям, напр. чётность состояния (P), к-рая принимает значения $+1$ и -1 в зависимости от того, сохраняет волновая ф-ция знак при инверсии координат ($\boldsymbol{r} \to -\boldsymbol{r}$) или меняет его на обратный. Для атома водорода $P=(-1)^l$.

Существование сохраняющихся (неизменных во времени в среднем) физ. величин тесно связано со свойствами симметрии гамильтониана данной системы. Напр., гамильтониан частицы, движущейся в центр.-симметричном поле, не меняет своего вида при произвольных поворотах системы координатных осей; этой симметрии отвечает сохранение момента импульса (более точно, в таком поле сохраняющимися величинами, к-рые могут одновременно иметь определ. значения, являются квадрат момента импульса и одна из проекций момента, задаваемые К. ч. l и m_l). Если на систему, имеющую нек-рую симметрию, накладывается дополнит. взаимодействие, к-рое такой симметрией не обладает, то соответствующие К. ч. будут изменяться в процессе эволюции системы. Так, взаимодействие атома с эл.-магн. волной приводит к изменению перечисленных выше К. ч., согласно *отбора правилам*.

Помимо К. ч., ассоциируемых с пространственно-временными симметриями гамильтониана, важную роль играют т. н. в н у т р е н н и е К. ч. элементарных частиц, к-рые не сказываются на поведении изолированной частицы, однако проявляются во взаимодействиях частиц. Разл. типы взаимодействий характеризуются разными свойствами симметрии, вследствие чего К. ч., сохраняющиеся в одних взаимодействиях, могут изменяться в других. Так, строго сохраняющимся К. ч. является электрич. заряд Q, в то время как изотопич. спин I сохраняется в процессах сильного взаимодействия и нарушается эл.-магн. и слабым взаимодействиями, а странность S не сохраняется в слабом взаимодействии. В совр. теориях сильного взаимодействия (*квантовой хромодинамике*) и *электрослабого взаимодействия* считается, что внутр. симметрии являются л о к а л ь н ы м и, т. е. соответствующие преобразования могут выполняться независимо в каждой точке пространства-времени. Исходя из этого принципа, определяется и сам характер взаимодействия (вид лагранжиана системы взаимодействующих квантованных полей) (см. *Калибровочные поля*). Так, квантовая электродинамика основана на существовании сохраняющегося К. ч. электрич. заряда и соответствующее локальное преобразование симметрии однозначно определяет взаимодействие электронов (и др. *лептонов*) с фотонами. В теориях электрослабого взаимодействия вводятся также различные *лептонные числа*, характеризующие лептоны. Сильно взаимодействующие частицы — адроны состоят из кварков (взаимодействие к-рых описывается квантовой хромодинамикой), характеризующихся *цветом* и *ароматом*. Цвет (одно из квантовых чисел) может принимать для кварков три значения, а для глюонов — восемь. Все наблюдавшиеся до сих пор частицы бесцветны — построены из комбинаций кварков с нулевым суммарным цветом. Косвенно наблюдались кварки пяти значений квантового числа аромата (u, d, s, c, b); существуют аргументы в пользу существования шестого кварка (t).

Одним из «старейших» К. ч. элементарных частиц является *барионное число*, ненулевые значения к-рого приписываются адронам с полуцелым спином (барионам). В течение длит. времени считалось, что барионное число сохраняется во всех взаимодействиях и превращение барионов в лептоны невозможно. Однако в теориях т. н. *великого объединения* барионное число (так же как и лептонные числа) не является строго сохраняющимся К. ч., что должно, в частности, приводить к нестабильности протона (хотя и с очень малой вероятностью распада). Несохранение барионного числа может происходить также в процессе *гравитационного коллапса* макроскопич. тел и последующего квантового испарения образующихся при коллапсе *чёрных дыр*.

Д. В. Гальцов.

КВА́НТОВЫЙ ВЫХО́Д п р и б о р а — количеств. характеристика прибора, регистрирующего дискретное число частиц (квантов, электронов и пр.), выражаемая отношением числа статистически независимых частиц N_1, регистрируемых прибором, к числу статистически независимых частиц N_2, падающих на приёмник прибора: $Y=N_1/N_2$. Обычно $Y<1$, для иде-

ального прибора $Y=1$. Высокочувствительным считается прибор с $Y=0{,}1\div0{,}4$. К. в. зависит от способа регистрации частиц (фотоэлектронная эмиссия, люминесценция и т. д.), состояния и свойств приёмника, энергии частиц. Напр., для фотоэлектронного прибора соотношение между спектральной чувствительностью S_λ[а/Вт] на длине волны λ [мкм] и квантовым выходом Y [электрон/фотон]

$$Y=\frac{hc}{e\lambda}S_\lambda=1{,}242\,\frac{S_\lambda}{\lambda}.$$

А. П. Шевелько.

КВАНТОВЫЙ ГАЗ — разреженный газ, состоящий из частиц, де-бройлевская длина волны к-рых намного превышает их радиус взаимодействия. Условие разреженности газа $N\,|\,a^3\,|\ll1$ (N — число частиц в единице объёма, a — *длина рассеяния* частиц, характеризующая их радиус взаимодействия) означает, что К. г. является почти идеальным газом с распределением частиц по энергиям, близким к даваемому *Бозе—Эйнштейна статистикой* или *Ферми—Дирака статистикой* в зависимости от спина частиц. Де-бройлевская длина волны $\Lambda\sim\hbar/(m\mathcal{E})^{1/2}$ ($\mathcal{E}$ — характерная энергия частиц массы m), поэтому условие $\Lambda\gg|\,a\,|$ ведёт к след. ограничению на темп-ру T К. г.:

$$kT\ll\frac{\hbar^2}{ma^2}=kT_*. \qquad (*)$$

Условие (*) является наименее жёстким для изотопов He или H, для к-рых $T_*=\hbar^2/ma^2k\sim1$К. Для более тяжёлых элементов условие (*) ограничивает не только темп-ру, но и плотность К. г., поскольку темп-ра T должна превосходить темп-ру конденсации газа, что возможно только при малой плотности. Понятие К. г. используют также для газа электронов или квазичастиц твёрдого тела. О неидеальных К. г. см. *Бозе-газ*, *Ферми-газ*, *Квантовая жидкость*.

Свойства К. г. зависят от степени его вырождения. *Вырождения температура* T_0 зависит от плотности газа, $T_0\sim\hbar^2N^{2/3}/mk=T_*a^2N^{2/3}$. При $T\gg T_0$ газ является невырожденным и распределение частиц по энергиям (скоростям) описывается *Больцмана распределением* (*Максвелла распределением*). При этом связанные с неидеальностью К. г. поправки к термодинамич. характеристикам обычного классич. идеального газа (т. е. его вириальные коэффициенты; см. *Вириальное разложение*) определяются разложением по малой величине Na^3. В случае $T\ll T_0$ К. г. попадает в область квантового вырождения и представляет собой в зависимости от статистики частиц слабо неидеальный вырожденный ферми- или бозе-газ. В этом случае $\mathcal{E}\sim kT_0$ и условие $\Lambda\gg|\,a\,|$ сводится к условию $T\ll T_0\ll T_*$, причём неравенство $T_0\ll T_*$ фактически эквивалентно условию разреженности газа $N^{1/3}\,|\,a\,|\ll1$. При $T\gg T_0$ свойства ферми- и бозе-газов во многом сходны между собой, свойства же вырожденных К. г. принципиально различаются.

Ферми-газ. В вырожденном газе фермионов при $T\ll T_0$ зависимость характеристик газа от темп-ры определяется разложением по T/T_0, а учёт неидеальности сводится к разложению по параметру $N^{1/3}a$. При $T=0$ частицы К. г. фермионов заполняют в импульсном пространстве ферми-сферу радиуса $p_F=\hbar\,(6\pi^2N/g)^{1/3}$, $g=2S+1$ (S — спин частиц), наз. ферми-евским импульсом. В гл. приближении по плотности (без поправок на неидеальность газа) граничная энергия Ферми, $\varepsilon_F=p_F^2/2m$, совпадает с темп-рой вырождения, $\varepsilon_F=kT_0$. Для частиц с определ. значением проекции спина σ ф-ция распределения n_σ по импульсам p (энергиям ε) имеет вид т. н. ферми-евской ступеньки и равна $n_\sigma(p)=1[n_\sigma(\varepsilon)=1]$ при $p<p_F(\varepsilon<\varepsilon_F)$ и $n_\sigma(p)=0$ $[n_\sigma(\varepsilon)=0]$ при $p>p_F(\varepsilon>\varepsilon_F)$. При $0<T\ll T_0$ вид ф-ции распределения практически сохраняется, но появляется узкая переходная область ширины kT вблизи граничной энергии $\varepsilon\sim\varepsilon_F$ (область размытия ступеньки), в к-рой ф-ция распределения плавно меняется от 1 до 0. *Уравнение состояния* вырожденного идеального ферми-газа при $T=0$ имеет вид $P=(6\pi^2/g)^{2/3}\hbar^2N^{5/3}/5m$, где P — давление газа. Уд. теплоёмкость такого газа при $T\to0$ линейна по темп-ре, $C=(\pi g/6)^{2/3}m^{\frac{1}{2}}{}^{-2}N^{1/3}k^2T+\ldots$, причём отброшены члены $\sim(T/T_0)^3$. Учёт взаимодействия (неидеальности газа) приводит в этом выражении к замене массы частиц m на эфф. массу m^*, отличающуюся от m малыми поправками $\sim N^{2/3}a^2$. Магн. восприимчивость вырожденного ферми-газа практически не зависит от темп-ры (см. *Паули парамагнетизм*, *Ландау диамагнетизм*). Если ср. энергия частиц сравнима с mc^2 (c — скорость света), существенны релятивистские эффекты. В ультрарелятивистском случае энергия частицы пропорц. импульсу: $\varepsilon=cp$, тогда ур-ние состояния газа имеет вид $P=(6\pi^2/g)^{1/3}\hbar cN^{4/3}/4$, а его уд. теплоёмкость равна $C=(g\pi^4/6)^{1/3}N^{2/3}k^2T/3c\hbar$.

Принципиальной особенностью вырожденных ферми-систем, в т. ч. и ферми-газа, является возможность распространения слабозатухающих высокочастотных колебаний с $\omega\tau\gg1$ (ω — частота колебаний, τ — характерное время релаксации). При $a>0$ в газе может распространяться *нулевой звук* [колебания ф-ции распределения частиц $\mathrm{Sp}_\sigma n_\sigma(p)$], а при $a<0$ — *спиновые волны* [колебания распределения спиновой плотности $\mathrm{Sp}_\sigma\sigma n_\sigma(p)$]. Скорость распространения u таких волн в разреженном вырожденном ферми-газе близка к фермиевской скорости $v_F=p_F/m$. Эксперим. наблюдение этих колебаний в разреженном газе, вследствие сильного *Ландау затухания*, возможно только при крайне низких темп-рах. При $T<T_c\sim T_0\exp(-\pi\hbar/2p_F|a|)$ вырожденный ферми-газ с притяжением между частицами ($a<0$) неустойчив по отношению к спариванию (см. *Купера эффект*), что ведёт к *сверхтекучести* (*сверхпроводимости*) системы.

Бозе-газ. Вырожденный бозе-газ с притяжением между частицами всегда неустойчив и существовать не может, поскольку для него не выполняется условие термодинамич. устойчивости системы $\partial P/\partial V<0$, где V — объём. При $T<T_0$ происходит *Бозе—Эйнштейна конденсация*: в газе появляется макроскопически большое число частиц с нулевой энергией ($\varepsilon=0$). Это явление, тесно связанное с явлением сверхтекучести, по-видимому, можно наблюдать в газе экситонов, в газе атомов ^{4}He, адсорбированных на пористом стекле и в спиновополяризованном атомарном водороде.

Спиновая поляризация газов. В К. г. возможны макроскопич. квантовые явления при любой степени вырождения, особенно ярко проявляющиеся при спиновой поляризации, когда концентрации частиц с разл. проекциями спина различны, напр. вследствие включения магн. поля. К подобным квантовым явлениям относятся магнитокинетич. эффекты и возможность распространения спиновых волн в спиновополяризованных К. г. Магнитокинетич. эффекты соответствуют практически неогранич. росту длины свободного пробега и кинетич. коэф. (напр., вязкости и теплопроводности) в разреженном газе фермионов при спиновой поляризации газа. Это — макроскопич. проявление принципа Паули и квантовомеханич. тождественности частиц. Условие $\Lambda\gg|\,a\,|$ означает, что характерные скорости частиц газа малы, а их рассеяние друг на друга сводится, согласно квантовой теории рассеяния, в основном к s-рассеянию (рассеянию с нулевым орбитальным моментом относительного движения частиц). Для s-рассеяния тождеств. частиц существенны только столкновения частиц с чётным суммарным спином. При спиновой поляризации частиц со спином S всё большее число частиц оказывается в состоянии с проекцией спина $+S$ и не даёт вклада в s-рассеяние при столкновениях между собой (2S для

фермионов нечётное число). Это и приводит к увеличению эфф. длины свободного пробега в К. г. фермионов. В К. г. бозонов такие эффекты отсутствуют, т. к. в этом случае число $2S$ чётно.

В спинополяризованных К. г. при любых степенях вырождения (в т. ч. и в больцмановской температурной области $T_0 \ll T \ll T_*$) и при любой статистике частиц могут распространяться поперечные спиновые волны (колебания компоненты магн. момента, перпендикулярной направлению равновесной намагниченности) с квадратичным законом дисперсии $\omega \sim k^2$ (ω — частота, k — волновой вектор). Эти колебания аналогичны спиновым волнам в спинополяризованных вырожденных ферми-жидкостях (металлах) и связаны с существованием корреляций, обусловленных большой длиной волны частиц К. г. Для К. г. фермионов со спином $^1/_2$ спектр спиновых волн при любой степени вырождения имеет вид

$$\omega = 2\beta H + \frac{\tau k^2}{3} \cdot \frac{\Omega\tau - i}{\Omega^2\tau^2 + 1} \cdot \frac{\langle v^2\rangle_+ N_+ - \langle v^2\rangle_- N_-}{N_+ - N_-}$$

при условии $(\omega - 2\beta H) \ll \Omega$ при произвольном $\omega\tau$. Здесь H — напряжённость магн. поля, β — магн. момент частиц, $N_\pm$ и $\langle v^2\rangle_\pm$ — концентрация и ср. квадрат скорости частиц с проекцией спина $\pm^1/_2$, $\Omega = -4\pi a(\hbar/m)(N_+ - N_-)$. Спиновые волны являются слабозатухающими при $\Omega\tau \gg 1$. Такие спиновые волны были недавно обнаружены как в газах фермионов (газ ^{3}He, слабый раствор ^{3}He в сверхтекучем ^{4}He), так и в К. г. бозонов (спинополяризованном атомарном H) при разл. степенях квантового вырождения.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976; Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Статистическая физика, ч. 2, М., 1978; Башкин Е. П., Спиновые волны и квантовые коллективные явления в больцмановских газах, «УФН», 1986, т. 148, с. 433.

А. Э. Мейерович.

КВА́НТОВЫЙ ГЕНЕРА́ТОР — устройство, генерирующее эл.-магн. излучение за счёт вынужденного испускания фотонов ансамблем микрочастиц. При термодинамич. равновесии системы микрочастиц, взаимодействующей с эл.-магн. полем, вынужденное испускание фотонов много меньше поглощения их частицами. В этом случае вынужденное испускание, играя принципиальную роль в обеспечении термодинамич. равновесия, не может привести к генерации. Для генерации необходимо обеспечить *инверсию населённостей* двух энергетич. уровней частиц.

К. г. был предложен и реализован в 1954 независимо двумя группами радиофизиков [Н. Г. Басов и А. М. Прохоров и Ч. Таунс (Ch. H. Townes) с сотрудниками], работавших в области *радиоспектроскопии*. Они показали, что для создания К. г. необходимо объединить ансамбль микрочастиц (рабочее вещество) с элементом положит. обратной связи и обеспечить инверсию населённостей рабочих энергетич. уровней ансамбля микрочастиц. Они практически одновременно создали одинаковые К. г., в к-рых рабочим веществом служил пучок молекул NH_3, элементом обратной связи — объёмный резонатор, а инверсия населённостей достигалась сортировкой молекул по энергии (*молекулярный генератор*).

К. г. радиодиапазона (м а з е р ы) обладают наивысшей стабильностью, достигаемой в этом диапазоне, и применяются гл. обр. в качестве стандартов частоты (см. *Водородный генератор*, *Квантовые стандарты частоты*).

В 1960 были созданы К. г. оптич. диапазона — *лазеры*, работавшие на кристалле рубина Т. Мейман (Th. Maiman) и на атомах Ne в газовой смеси He+Ne при пониженном давлении А. Джаван (A. Javan). В обоих случаях обратная связь осуществлялась при помощи открытого резонатора, а инверсия населённостей рабочих уровней системы частиц обеспечивалась в случае рубина оптич. накачкой (см. *Твердотельный лазер*), в случае He+Ne — электрич. разрядом (см. *Газоразрядные лазеры*).

Диапазон волн, излучаемых К. г., ограничен радиодиапазоном со стороны длинных радиоволн и диапазоном мягкого рентг. излучения с коротковолновой стороны. Для получения более коротковолнового когерентного излучения К. г. оптич. диапазона снабжают умножителями частоты (см. *Нелинейная оптика*, *Параметрический генератор света*). Наряду с К. г., излучающими фиксированные частоты, определяемыми узкими энергетич. уровнями микрочастиц, созданы К. г., излучение к-рых может перестраиваться по частоте (*лазеры на красителях*, на F-центрах и др.). Особым классом К. г. являются лазеры на вынужденных рассеяниях разл. типов (см., напр., *Комбинационный лазер*) и др. К. г.— преобразователи, в к-рых применяются разл. нелинейные эффекты, возникающие при большой плотности излучения первичных К. г.

Лит. см. при статьях *Квантовая электроника*, *Лазер*.

М. Е. Жаботинский.

КВА́НТОВЫЙ ГИРОСКО́П — собирательный термин для приборов квантовой электроники, служащих для обнаружения и определения величины и знака угловой скорости вращения или угла поворота относительно инерциальной системы отсчёта. В основу действия К. г. положены гироскопич. свойства частиц или волн — атомных ядер, электронов, фотонов, фононов и т. д. Эти свойства могут быть обусловлены как спиновыми и орбитальными моментами микрочастиц, так и зависимостью времени отхода замкнутого контура (интерферометра или резонатора), встречными световыми или поверхностными акустическими, магнитными волнами от скорости и направления вращения контура. Полезный сигнал, пропорциональный скорости вращения, возникает или за счёт прецессии механич. и магнитных моментов микрочастиц, или за счёт возникновения разности фаз или частот между встречными волнами во вращающемся контуре.

В навигации используются *лазерные гироскопы*, разрабатываются *волоконно-оптические гироскопы* и *ядерные гироскопы*. Ведутся исследования электронных, ионных, радиоизотропных, джозефсоновских и др. К. г.

Лит.: Малеев П. И., Новые типы гироскопов, Л., 1971; Ньюбург и др., Кольцевые интерферометры на акустических и магнитных поверхностных волнах для датчиков скорости вращения, «ТИИЭР», 1974, т. 62, № 12, с. 6; Лихарев К. К., Ульрих Б. Т., Системы с джозефсоновскими контактами, М., 1978; Курицки М. М., Голдстайн М. С. (ред.), Инерциальная навигация, «ТИИЭР», 1983, т. 71, № 10, с. 47; Шереметьев А. Г., Волоконный оптический гироскоп, М., 1987.

Н. В. Кравцов, А. Н. Шелаев.

КВА́НТОВЫЙ ДЕФЕ́КТ — величина, характеризующая отличие энергии электрона в атоме от энергии электрона с тем же квантовым числом n в водородоподобном атоме. Введён Ю. Р. Ридбергом (J. R. Rydberg) для описания *спектральных серий* атомов щелочных металлов простыми универсальными ф-лами, аналогичными ф-лам для спектральных серий атома водорода. К. д. иногда наз. п о п р а в к о й Р и д б е р г а.

Уровни энергии $\mathcal{E}_{nl}$ атомов щелочных металлов (и щелочноподобных ионов) с одним и тем же орбитальным квантовым числом l с хорошей точностью можно описать ф-лой

$$\mathcal{E}_{nl} = -\frac{z^2 Ry}{(n-\Delta)^2},$$

где z — зарядовое число атомного остатка, т. е. всей атомной системы, за исключением валентного электрона (или спектроскопич. символ иона), $Ry = me^4/2\hbar^2$ — *Ридберга постоянная*. Величина К.д. Δ слабо зависит от n и быстро убывает с ростом l.

Метод, основанный на введении К. д., теоретически обоснован для атомных и молекулярных *ридберговских состояний*: ридберговские состояния электрона можно описывать с помощью аналитич. ф-ций энергии. Благодаря этому метод К. д. находит широкое применение

в теории фотоионизации атомов и молекул и в теории электронно-атомных столкновений.

Лит.: Seaton M. J., Quantum defect theory, «Repts Progr. Phys.», 1983, v. 46, p. 167. *Е. А. Юков.*

КВА́НТОВЫЙ КРИСТА́ЛЛ — кристалл, в к-ром амплитуда *нулевых колебаний* a_0 частиц, образующих кристаллич. решётку, сравнима с межатомным расстоянием a, что приводит к заметной вероятности когерентных туннельных перемещений и перестановок частиц в осн. состоянии. Степень «квантовости» кристалла можно характеризовать по значению т. н. параметра де Бура:

$$\Lambda \sim (\hbar/a)/(m\mathcal{E})^{1/2} \sim (a_0/a)^2, \qquad (1)$$

величина к-рого растёт с уменьшением массы m частиц и энергии их взаимодействия $\mathcal{E}$. Наиб. значения Λ достигает для кристаллов ^{3}He ($\Lambda \sim 0{,}5$); ^{4}He (0,4); H_2(0,3), Ne(0,1).

В обычных кристаллах частицы, образующие решётку, при низких темп-рах локализованы, их движение сводится к малым колебаниям около положений равновесия (узлов кристаллич. решётки). В К. к. большая амплитуда нулевых колебаний приводит к квантовой делокализации частиц: частицы могут совершать когерентные подбарьерные переходы (см. *Туннельный эффект*) на соседние узлы кристаллич. решётки и меняться местами. Вероятность туннелирования частиц w экспоненциально растёт с увеличением Λ:

$$w \sim \exp(-1/\Lambda).$$

В результате в К. к. исчезает возможность отождествления между частицами и узлами решётки и начинают проявляться эффекты квантовомеханич. тождественности частиц, в т. ч. *обменное взаимодействие*. Кроме того, возникают большие корреляц. эффекты, связанные с возможными когерентными перестановками большого числа частиц в осн. состоянии. Так, в твёрдом ^{3}He антиферромагн. упорядочение кристалла при низких темп-рах (см. *Гелий твёрдый*) во многом определяется 3- и 4-частичными обменными процессами (^{3}He — уникальный пример ядерного магнетика — электронный спин атомов ^{3}He равен 0; в обычных кристаллах обменное взаимодействие, как правило, является двухчастичным). Необходимость учёта сильных многочастичных корреляций усложняет расчёты параметров осн. состояния К. к.

Отсутствие отождествления частиц и узлов решётки означает также, что в К. к. снимается требование равенства в осн. состоянии числа частиц и узлов решётки, т. е. в К. к. могут существовать нулевые вакансии. Равновесная концентрация вакансий в К. к. при $T=0$ К может оказаться отличной от 0 (в обычных кристаллах равновесная концентрация вакансий при уменьшении T экспоненциально $\to 0$). Наличие нулевых вакансий могло бы привести к *сверхтекучести* К. к. и к возможности бездиссипативного течения кристалла при неподвижной кристаллич. решётке.

Т. к. частицы К. к. тождественны, то непосредственно наблюдать квантовую делокализацию частиц в осн. состоянии трудно. Положение меняется, если в К. к. имеются точечные *дефекты* (вакансии, примесные атомы, междоузельные атомы, перегибы на дислокациях и пр.). В этом случае делокализация частиц К. к. означает также и делокализацию точечных дефектов, превращающихся в своеобразные квазичастицы — *дефектоны*, практически свободно двигающиеся через кристалл. Свойства дефектонов аналогичны свойствам др. квазичастиц в твёрдых телах, а ширина энергетической зоны дефектонов $\Delta \sim w\hbar^2/ma^2$ (см. также *Вакансион*, *Примесон*). Зонное движение дефектонов в К. к. проявляется в *квантовой диффузии* и в особенностях *внутреннего трения*. Делокализация поверхностных дефектов К. к. обусловливает возможность распространения вдоль границы раздела фаз *квантовая жидкость* — К. к. *кристаллизационных волн*, а также существование специфич. квантового атомно-шероховатого состояния поверхности раздела.

Кроме перечисленных выше кристаллов к К. к. иногда относят также растворы водорода в тяжёлых металлах. Такие кристаллы являются квантовыми по отношению к лёгким частицам и классическими по отношению к тяжёлым атомам. Кроме того, к К. к. относят гипотетич. кристаллы, состоящие не из атомов или молекул, а из электронов, *экситонов* и т. п. (см. *Вигнеровский кристалл*).

Лит. см. при статьях *Квантовая диффузия*, *Гелий твёрдый*. *А. Э. Мейерович.*

КВА́НТОВЫЙ МАГНИТО́МЕТР (тесламетр) — прибор для измерения слабых магн. полей, основанный на определении частоты квантового перехода парамагн. частиц с одного зеемановского подуровня на другой. Разность энергий между зеемановскими подуровнями пропорц. напряжённости магн. поля H (см. *Зеемана эффект*). К. м. обладает высокой чувствительностью, постоянной в широком диапазоне ср. и малых значений H. Применяется для магн. разведки полезных ископаемых, исследования магн. поля Земли и др. планет Солнечной системы и межпланетного пространства, а также для биомагн. исследований и др.

Принцип работы. В наиб. распространённом К. м. частота перехода ω между выбранными подуровнями определяется по резонансному поглощению эл.-магн. излучения. Т. к. разность энергий $\Delta\mathcal{E}$ между магн. подуровнями в равновесном состоянии мала ($\Delta\mathcal{E}=\hbar\omega$, по частоте ω соответствует радиодиапазону), то населённости этих уровней близки. Поэтому измерение $\Delta\mathcal{E}$ затруднительно. Для достижения высокой чувствительности необходимо нарушить равновесное состояние системы путём магн. поляризации вещества, т. е. увеличить разность населённостей для выбранных подуровней. Существует неск. способов магн. поляризации вещества, напр. наложение сильного дополнит. магн. поля (ядерно-прецессионный или протонный К. м.) или воздействие на систему световым излучением резонансной частоты (К. м. с оптич. накачкой). В основе действия и тех и других лежит явление *магнитного резонанса*.

Существуют также К. м. нерезонансного типа, основанные на оптич. ориентации атомов и использовании явления пересечения или антипересечения магн. подуровней в слабом магн. поле (магнитометр Ханле), и на *Джозефсона эффекте* (см. *Сквид*).

Протонный К. м. основан на прецессии протонов в магн. поле. В отсутствие внеш. магн. поля магн. моменты отд. протонов ориентированы хаотично. Внеш. подмагничивающее поле $\boldsymbol{H}_\text{п}$ ориентирует протоны в направлении $\boldsymbol{H}_\text{п}$. В результате вещество приобретает макроскопич. ядерную парамагн. намагниченность, вектор к-рой $\boldsymbol{M}$ после выключения $\boldsymbol{H}_\text{п}$ прецессирует вокруг $\boldsymbol{H}$ с частотой

$$\omega_0 = \gamma_\text{яд} H,$$

где $\gamma_\text{яд}$ — гиромагн. отношение протона. Т. к. $\gamma_\text{яд}$ известно с большой точностью, то $\boldsymbol{H}$ определяется измерением ω_0 также с высокой точностью.

В протонных К. м. сосуд с богатой протонами жидкостью (спирт, вода, керосин и др.) помещают внутрь катушки, создающей поле $\boldsymbol{H}_\text{п} \sim 10$ мТл, обеспечивающее необходимую поляризацию вещества и направленное приблизительно перпендикулярно измеряемому полю $\boldsymbol{H}$. Т. к. вещество находится под действием двух полей — слабого измеряемого $\boldsymbol{H}$ и поляризующего $\boldsymbol{H}_\text{п}$, то прецессия вектора ядерной намагниченности происходит вокруг вектора суммарного поля $\boldsymbol{H}+\boldsymbol{H}_\text{п}$. Если затем поле $\boldsymbol{H}_\text{п}$ быстро выключить, вектор намагниченности будет прецессировать с частотой $\omega_0=\gamma_\text{яд}H$ вокруг $\boldsymbol{H}$ (затухающая свободная прецессия). Для измерения частоты прецессии индукционную катушку

через усилитель подключают к частотно-измерит. устройству (рис. 1). Точность протонного К. м. достигает 10 пТл.

Протонные К. м. применяют для геофиз. исследований (в обсерваториях, на море, при аэромагн. и спутниковых измерениях, для решения задач вулканологии и археологии и др.). Их достоинства: абсолютность

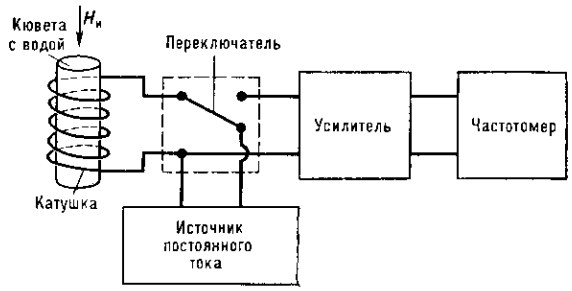


Рис. 1. Схема протонного магнитометра.

измерений, высокая стабильность коэф. преобразования поле—частота и независимость его от внеш. условий; высокая точность измерения частоты, превосходящая точность измерения др. физ. величин. Недостатки: малая величина сигнала, невозможность непрерывного режима работы, значит. погрешность при поворотах прибора (3,7 нТл·с·рад$^{-1}$).

К. м. с оптической накачкой лишён этих недостатков. В нём поляризация вещества достигается воздействием на парамагн. атомы светового излучения определ. частоты. Реальная система зеемановских уровней парамагн. атомов (K, Rb, Cs), применяемых в К. м., сложна. Однако принцип оптич. накачки может быть проиллюстрирован на простейшей двухуровневой схеме. Свет накачки должен быть таким, чтобы вероятности его поглощения существенно различались для разных подуровней. В этом случае под действием света накачки примерное равенство населённостей этих подуровней нарушится и в ансамбле атомов возникнет макроскопич. электронный магн. момент — система станет поляризованной (см. *Оптическая накачка*, *Оптическая ориентация* атомов).

Степень поляризации определяется конкуренцией процессов накачки и тепловой релаксации, приводящей к потере поляризации за счёт тепловых столкновений атомов со стенками ячейки. Для того чтобы свести эффект тепловой релаксации к минимуму, в поглощающую ячейку наряду с парáми щелочного металла помещают небольшое кол-во диамагн. газа (He, Ar, N и т. д.), замедляющего диффузию к стенкам, либо покрывают стенки защитными покрытиями (парафин, полиэтилен).

Т. к. плотность рабочих атомов в ячейке мала ($\sim 10^{10}$ см$^{-3}$), то намагниченность, полученная при помощи оптич. накачки, также мала и прецессия макроскопич. момента не обнаруживается по эдс, наводимой ею в индукц. катушке, как в протонных К. м. Методы обнаружения прецессии в этом случае основаны на наблюдении изменения интенсивности поглощения света ансамблем поляризованных атомов при воздействии на него резонансного радиочастотного поля $\boldsymbol{H}_1$. Один из методов основан на том, что поле $\boldsymbol{H}_1$, частота к-рого ω_0 совпадает с частотой перехода между зеемановскими подуровнями, приводит к выравниванию их населённостей. Это проявляется в уменьшении степени магн. поляризации пара и увеличении поглощения света накачки. Изменяя в небольших пределах частоту радиоволны и регистрируя её в момент наиб. поглощения света накачки, можно точно определить H (оптич. индикация). В схеме такого К. м. радиочастотный генератор периодически перестраивают вокруг ω_0 (обычно в магн. поле Земли рабочие частоты для щелочных металлов лежат в диапазоне 200—700 кГц) при помощи вспомогат. звукового генератора, а частоту ω_0 определяют синхронным детектором или при помощи осциллографа (рис. 2).

Др. метод состоит в измерении частоты генерации ω_0 в схеме самогенерирующего К. м., в к-ром пары щелочного металла играют роль резонансного эле-

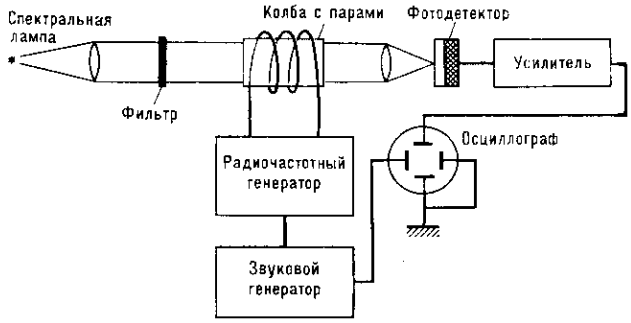


Рис. 2. Схема квантового магнитометра с оптической накачкой и оптической индикацией.

мента в цепи обратной связи усилителя (рис. 3). Суммарный магн. момент, прецессируя в измеряемом поле H с частотой ω_0, периодически с той же частотой меняет прозрачность паров для света накачки. Это

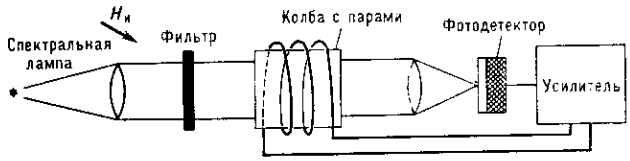


Рис. 3. Схема самогенерирующего квантового магнитометра с оптической накачкой.

регистрируется фотоприёмником как модуляция амплитуды фототока на частоте ω_0. Переменный фототок усиливается и подаётся в катушки радиочастотного возбуждения, окружающие ячейку с паром (замкнутая цепь самовозбуждения). Избирательность этой цепи обеспечивается прецессией магн. момента в поле H. Частоту ω_0 сигнала, генерируемого таким К. м., можно точно измерить (автоматически и дистанционно).

В К. м. с оптич. накачкой макс. чувствительность достигается для Rb или Cs (реже K и He). При измерениях индукции B магн. поля Земли порог чувствительности таких К. м. достигает 10^{-12} Тл. Для полей с $B > 10^{-3}$ Тл они не применяются. Для He рабочий диапазон 10^{-12}—10^{-3} Тл, для Rb — 10^{-13}—10^{-10} Тл. Абс. погрешность измерений B, как правило, значительно выше порога чувствительности (0,1—1 нТл). Осн. достоинство — возможность точных измерений величины поля (модуля) с неориентированных платформ и в движении. К. м. с оптич. накачкой позволили измерить геомагн. поле, установить его пространств. и вековые изменения (см. *Земной магнетизм*), обнаружить ионосферные приэкваториальные токовые системы и внеионосферное токовое кольцо, а также токи вдоль силовых линий в полярных областях (см. *Ионосфера*, *Магнитосфера Земли*).

К. м. нерезонансного типа основан на оптич. ориентации атомов с использованием явлений пересечения зеемановских подуровней осн. состояния атомов в магн. поле (*Ханле эффект*). В К. м. этого типа колба (внутр. поверхности стенок к-рой покрыты парафином), заполненная парáми ^{87}Rb, освещается циркулярно поляризованным излучением ^{87}Rb, проходящим через фильтр, пропускающий только одну спектральную линию (D_1 — линию). Измеряемое поле $\boldsymbol{H}$ и вспомогат.

радиочастотное поле $\boldsymbol{H}_1\cos\omega t$ ориентированы перпендикулярно направлению света. Свет, прошедший через колбу с парáми, воспринимается фотоприёмником и регистрируется синхронным детектором, на к-рый подаётся также сигнал с частотой ω (рис. 4).

Радиочастотное поле $\boldsymbol{H}_1\cos\omega t$, параллельное измеряемому полю $\boldsymbol{H}$, модулирует расщепление между

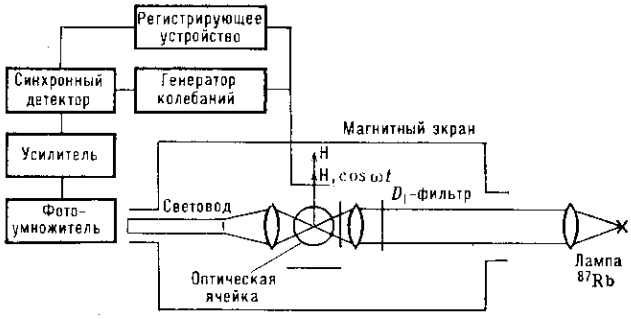


Рис. 4. Схема Ханле магнитометра.

энергетич. подуровнями атомов ^{87}Rb, что приводит к модуляции интенсивности регистрируемого света. Контур наблюдаемой линии имеет лоренцеву форму $(1+\Omega^2\tau^2)^{-1}$, где $\Omega=|\mathcal{E}_2-\mathcal{E}_1|/\hbar$, $\mathcal{E}_2$, $\mathcal{E}_1$ — энергии пересекающихся уровней, τ — время жизни возбуждённого атома. Максимум наблюдаемой линии соответствует пересечению уровней $\mathcal{E}_2-\mathcal{E}_1=0$.

Для измерения компонент поля $\boldsymbol{H}$ удобно наблюдать кривую дисперсии. При этом в пределах ширины линии Γ, амплитуда регистрируемого оптического сигнала проходит через нуль при $\boldsymbol{H}=0$ и пропорц. измеренной компоненте поля. Частота ω радиочастотного поля, воздействующего на атомы ^{87}Rb, не является резонансной частотой этих атомов, поэтому Ханле магнитометр не является резонансным, несмотря на то, что наблюдаемый сигнал имеет лоренцеву форму.

С помощью Ханле магнитометра могут быть измерены слабые магн. поля с индукцией $B\sim100-1000$ нТл при отношении сигнала к шуму $\sim10^3$ и пороге чувствительности 1—2 нТл. Такая чувствительность сравнима лишь с чувствительностью магнитометров, в к-рых используется квантование магн. потока в двухсвязных проводниках. Ханле магнитометры применяют для измерения сверхслабых магн. полей, напр. магн. полей в космосе, полей ферромагн. экранов и др.

Лит.: Померанцев Н. М., Рыжков В. М., Скроцкий Г. В., Физические основы квантовой магнитометрии, М., 1972; Скроцкий Г. В., Соломахо Г. И., Явление пересечения магнитных подуровней в основном состоянии и его применение в магнитометрии, «Геофизич. аппаратура», 1973, в. 52, с. 3; Александров Е. Б., Мамырин А. Б., Наумов А. П., СТС — магнитометр для абсолютных измерений магнитной индукции слабых магнитных полей, «Измерит. техника», 1977, № 7, с. 73; Козлов А. Н., Майоршин В. В., Компонентные гелиевые магнитометры на эффекте Ханле, в сб.: Геомагнитное приборостроение, М., 1977, с. 9; Александров Е. Б., Абсолютные измерения малых магнитных полей, «Вестник АН СССР», 1978, № 11, с. 14; его же, Атомно-резонансные магнитометры с оптической накачкой, в кн.: Исследования в области магнитных измерений, Л., 1978, с. 3; Блинов Е. В. и др., Щелочно-гелиевый магнитометр с оптической ориентацией атомов калия, «ЖТФ», 1984, т. 54, в. 2, с. 287. *Е. И. Дашевская.*

КВА́НТОВЫЙ ПЕРЕХО́Д — характерный для квантовой системы (атома, молекулы, кристалла, атомного ядра, элементарной частицы) скачкообразный переход из одного состояния в другое, происходящий под влиянием к.-л. взаимодействия, присущего частицам данной системы. Наиболее важен случай К. п. между стационарными состояниями, соответствующими определ. значениям энергии системы [представление о К. п. для этого случая было введено Н. Бором (N. Bohr) в 1913]. К. п. между нестационарными состояниями могут быть описаны с помощью *суперпозиции состояний принципа.*

В общем случае К. п. характеризуется амплитудой перехода (см. *Матрица рассеяния*); квадрат её модуля определяет вероятность перехода. При любых К. п. выполняются точные законы сохранения энергии, импульса, момента импульса, электрич. заряда и др. В К. п., происходящих за счёт эл.-магн. и сильного взаимодействий, выполняются законы сохранения пространственной *чётности*, *зарядовой чётности*, *странности* и др., к-рые могут нарушаться в переходах, происходящих благодаря слабому взаимодействию (см. *Отбора правила*). К. п. между разл. стационарными состояниями, сопровождающиеся испусканием или поглощением к.-л. частицы (напр., фотона в случае излучательных переходов), на схемах уровней энергии принято изображать вертикальными или наклонными линиями, соединяющими соответствующие уровни энергии системы, изображаемые горизонтальными линиями. Ниже рассматриваются К. п. в атомах и молекулах. Такие К. п. могут быть излучательными и безызлучательными. При излучат. К. п. система испускает (переход $\mathcal{E}_i\to\mathcal{E}_k$, $\mathcal{E}_i>\mathcal{E}_k$, где $\mathcal{E}_i$ и $\mathcal{E}_k$ — энергии стационарных состояний, между к-рыми происходит К. п.) или поглощает (переход $\mathcal{E}_k\to\mathcal{E}_i$) квант эл.-магн. излучения — фотон энергии $h\nu=\hbar\omega=\mathcal{E}_i-\mathcal{E}_k$ (ν или ω — обычная или круговая частота излучения). В зависимости от величины $\mathcal{E}_i-\mathcal{E}_k$ испускается или поглощается излучение в разл. частотных диапазонах шкалы эл.-магн. волн. Совокупность излучат. К. п. с верх. уровней энергии на нижние образует спектр испускания данной квантовой системы, а с ниж. уровней на верхние — её спектр поглощения. При безызлучат. К. п. система отдаёт или получает энергию при взаимодействии с др. системами. Вероятности К. п. в атомах и молекулах принято характеризовать средним числом переходов данного типа за единицу времени (1 с).

Излучат. К. п. могут быть спонтанными («самопроизвольными»), не зависящими от внеш. воздействий на квантовую систему и обусловленными её взаимодействием с физ. вакуумом (спонтанное испускание фотона), и вынужденными (индуцированными), происходящими под действием внешнего эл.-магн. излучения резонансной частоты $\nu=(\mathcal{E}_i-\mathcal{E}_k)/h$ (поглощение и вынужденное испускание фотона) (см. *Спонтанное излучение*, *Вынужденное излучение*). Вероятности излучат. К. п. определяются *Эйнштейна коэффициентами* и могут быть рассчитаны методами квантовой электродинамики и квантовой механики.

Как отмечалось, изменение энергии квантовой системы при безызлучат. К. п. происходит вследствие её взаимодействия с др. квантовыми системами, напр. для молекулы газа при её столкновении с др. молекулами, а для частицы в жидкости или в кристалле — при взаимодействии с ближайшим окружением. Помимо вынужденных безызлучат. К. п., сопровождающихся изменением энергии системы, возможны спонтанные безызлучат. К. п., при к-рых при заданной энергии происходит распад системы на части, напр. автоионизация атома (см. *Оже-эффект*) или *предиссоциация молекулы*. Такие процессы возможны, если энергия системы больше энергии, необходимой для её распада. *М. А. Ельяшевич.*

КВА́НТОВЫЙ УСИЛИ́ТЕЛЬ (мазер) — усилитель эл.-магн. волн СВЧ-диапазона, основанный на явлении вынужденного испускания эл.-магн. излучения возбуждёнными квантовыми системами (атомами, ионами, молекулами). Усиление обусловлено тем, что при вынужденном испускании частота f, фаза, поляризация и направление распространения у излучённой и вынуждающей волн одинаковы (см. *Квантовая электроника*). К. у. обладают чрезвычайно малыми собственными шумами, благодаря чему они применяются

для повышения чувствительности радиоприёмных СВЧ-устройств (см. ниже).

Принцип действия. В К. у. для усиления эл.-магн. колебаний используется изменение внутр. энергии частиц при квантовых переходах из возбуждённого состояния в состояние с меньшей энергией. Такими частицами являются парамагн. ионы, изоморфно входящие в виде небольшой примеси (сотые доли %) в кристаллич. решётку диэлектрич. кристалла (п а р а м а г н. к р и с т а л л ы).

Во внеш. магн. поле H осн. уровень парамагн. иона расщепляется на неск. подуровней (см. *Зеемана эффект*). Интервалы между магн. подуровнями зависят от напряжённости магн. поля H, при $H \sim 10^3$ Э они обычно соответствуют СВЧ-диапазону. Вероятность w вынужденных переходов между ними пропорц. квадрату амплитуды магн. СВЧ-поля, воздействующего на ион, и квадрату нек-рой величины σ, характеризующей эффективность взаимодействия этого поля с ионом (σ — матричный элемент магнитно-дипольных переходов, зависящий от свойств иона в кристалле и от поляризации СВЧ-поля [1—5]). Вероятность w одинакова для переходов с нижнего подуровня на верхний и в обратном направлении.

Если совокупность парамагн. ионов в кристалле находится в термодинамич. равновесии с кристаллич. решёткой при темп-ре T, то равновесные населённости N_{1p} и N_{2p} магн. уровней $\mathcal{E}_1$ и $\mathcal{E}_2$ ($\mathcal{E}_2 > \mathcal{E}_1$) соответствуют распределению Больцмана:

$$\frac{N_{2p}}{N_{1p}} = \exp\left(-\frac{\mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1}{kT}\right). \qquad (1)$$

Равновесие устанавливается в системе парамагн. частиц в результате их взаимодействия с тепловыми колебаниями кристаллич. решётки (с п и н - ф о н о н н о е в з а и м о д е й с т в и е), к-рое вызывает безызлучат. (релаксац.) переходы $\mathcal{E}_2 \to \mathcal{E}_1$ с передачей энергии решётке, а также релаксац. переходы в обратном направлении, имеющие меньшую вероятность. При действии на кристалл магн. поля СВЧ с частотой $f = (\mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1)/h$ происходят вынужденные переходы, причём число переходов $\mathcal{E}_1 \to \mathcal{E}_2$ больше, чем в обратном направлении, т. к. $N_1 > N_2$ и $w_{12} = w_{21} = w$. В результате ежесекундно $(N_1 - N_2)\,w$ частиц переходят с нижнего уровня на верхний, отбирая энергию у поля. В установившемся режиме столько же частиц под влиянием спин-фононных взаимодействий совершат релаксационные переходы в обратном направлении, передавая поглощенную энергию кристаллич. решетке, а через неё термостату (жидкому He). Такое резонансное поглощение эл.-магн. энергии соответствует явлению *электронного парамагнитного резонанса* (ЭПР).

Если нарушить термодинамич. равновесие так, чтобы N_2 стало больше N_1 (инверсия населённостей), то интенсивность волны при её прохождении через кристалл будет возрастать, т. к. излучённая волна когерентна с волной, вызвавшей вынужденное испускание. Такой кристалл способен усиливать волну (активный кристалл). Мощность P, излучаемая при этом единицей объёма кристалла,

$$P = (N_2 - N_1)\,hfw.$$

Существуют методы создания инверсии населённости в двухуровневых системах [2], однако усиление при этом носит нестационарный во времени характер, что для практич. приложений в большинстве случаев неприемлемо. Наиболее эфф. методом, обеспечивающим стационарное усиление, является трёхуровневый метод. На систему парамагн. частиц, обладающих во внеш. магн. поле H тремя (и более) подуровнями $\mathcal{E}_1$, $\mathcal{E}_2$, $\mathcal{E}_3$ ($\mathcal{E}_3 > \mathcal{E}_2 > \mathcal{E}_1$), воздействуют вспомогат. излучением (накачкой) на частоте $f_н = (\mathcal{E}_3 - \mathcal{E}_1)/h$. Если интенсивность накачки достаточно велика, так что вероятность w переходов $\mathcal{E}_1 \to \mathcal{E}_3$ под действием накачки значительно превышает вероятности релаксац. переходов, то N_1 и N_3 становятся почти одинаковыми (насыщение перехода $\mathcal{E}_1 \leftrightarrow \mathcal{E}_3$). В результате насыщения возникает инверсия населённостей одной из пар уровней $\mathcal{E}_1 \leftrightarrow \mathcal{E}_2$ или $\mathcal{E}_2 \leftrightarrow \mathcal{E}_3$, а именно на той паре, для к-рой произведение соответствующей

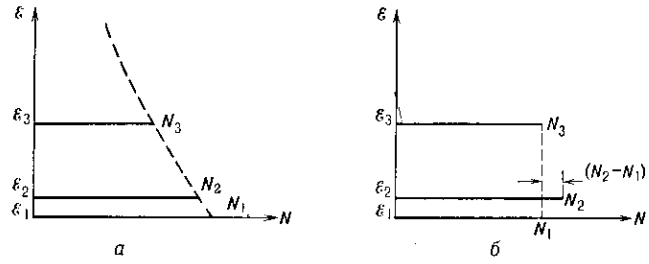


Рис. 1. *а* — Больцмановское распределение частиц; *б* — распределение частиц при действии накачки.

частоты f и вероятности релаксационных переходов меньше. Далее для определённости предполагается инверсия на переходе $\mathcal{E}_1 \leftrightarrow \mathcal{E}_2$ (рис. 1). Отношение $(N_2 - N_1)/(N_{1p} - N_{2p}) = I$, характеризующее эффективность накачки, наз. коэф. инверсии. Величина I зависит от отношения вероятностей релаксац. переходов между разными уровнями и увеличивается при увеличении отношения $f_н/f$.

Отношение N_2/N_1 при отсутствии термодинамич. равновесия в системе (системе спиновых магн. моментов всех парамагн. частиц) можно записать аналогично (1) в виде:

$$\frac{N_2}{N_1} = \exp\left(-\frac{\mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1}{kT_S}\right).$$

Величина T_S, наз. с п и н о в о й т е м п - р о й, становится отрицательной ($T_S < 0$) при $N_2 > N_1$.

Активные парамагнитные кристаллы. В К. у. применяются ионные кристаллы с примесью парамагн. ионов элементов группы Fe и др. переходных металлов, сохраняющих при кристаллообразовании недостроенные *d*- или *f*- внутр. электронные оболочки, с к-рыми связан их *парамагнетизм*. Под воздействием электрич. *внутрикристаллического поля* орбитальный магн. момент иона в основном состоянии в первом приближении равен нулю [1], и магн. момент иона обусловлен гл. обр. его спином. Вследствие остаточного влияния спин-орбитальной связи осн. уровень парамагн. иона во внутрикристаллич. поле расщепляется на неск. магн. подуровней (см. *Штарка эффект*). Величина этого расщепления в кристаллах для К. у. соответствует радиодиапазону. При нечётном числе электронов на недостроенной оболочке иона эти магн. уровни вырождены (*Крамерса теорема*). Вырождение может быть снято только во внеш. магн. поле, где образуется система магн. уровней. Зависимость энергии этих уровней и величины матричных элементов переходов между ними от магн. поля имеет анизотропный характер (угол θ, рис. 2). Это расширяет возможность выбора квантовых переходов, соответствующих частотам сигнала и накачки.

Эффективность активного парамагн. кристалла в К. у. характеризуют величиной мнимой части комплексной *магнитной восприимчивости* χ'' на частоте f сигнала. При наличии инверсии $\chi'' < 0$, причём

$$|\chi''| = 10^{-13} a\,(N_2 - N_1)\,\frac{\sigma^2}{\Delta f}$$

(здесь и далее используется система СГС). Величина $(N_2 - N_1)$ для радиодиапазона обратно пропорциональна темп-ре T (см. ниже), что обусловливает необходимость низких темп-р ($\sim$4,2 К), при к-рых работает К. у.; Δf (Гц) — ширина линии ЭПР, a — коэф., близкий к 1, зависящий от формы линии ЭПР. Ширина линии в

кристаллах К. у. обычно ~50—100 МГц и обусловлена спин-спиновыми взаимодействиями парамагн. ионов [1], неоднородностью внутрикристаллич. поля, магн. взаимодействием парамагн. ионов с диамагн. ионами решётки, ядра к-рых обладают магн. моментами (ядерный парамагнетизм), а также неоднород-

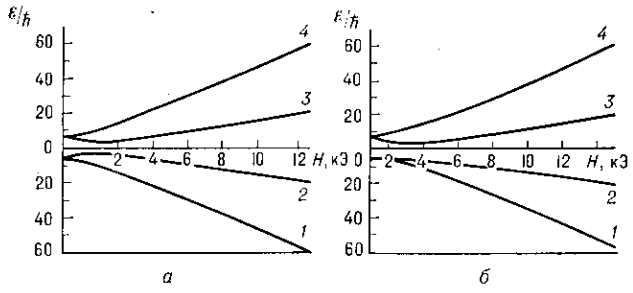


Рис. 2. Уровни Cr в рубине для двух углов θ между внешним магнитным полем H и тригональной осью симметрии кристалла: *а* — для $\theta = 54°44'$ (для накачки используются 2 разных по частоте перехода $\mathcal{E}_1 \to \mathcal{E}_3$ и $\mathcal{E}_2 \to \mathcal{E}_4$, а переход $\mathcal{E}_2 \to \mathcal{E}_3$ соответствует частоте сигнала); *б* — для $\theta = 90°$, частота сигнала обычно соответствует переходу $\mathcal{E}_1 \to \mathcal{E}_2$, а для накачки используется переход $\mathcal{E}_1 \to \mathcal{E}_3$ или $\mathcal{E}_1 \to \mathcal{E}_4$; $\mathcal{E}/h$ в ГГц.

ностью внеш. пост. поля $\boldsymbol{H}$. Естеств. ширина линии, обусловленная спонтанным испусканием между магн. уровнями, пренебрежимо мала, а уширение, связанное со спин-фононным взаимодействием, также мало́ при низких темп-рах.

Можно показать, что в радиодиапазоне, когда даже при $T = 4{,}2$ К $hf \ll kT$, для χ'' имеем:

$$|\chi''| \approx 10^{-13} a I \frac{N}{n} \frac{(hf)}{kT} \frac{\sigma^2}{\Delta f},$$

где N — число парамагн. ионов в 1 см^3, n — полное число магн. уровней осн. состояния иона во внешнем магн. поле. У кристаллов К. у. $\chi'' \sim 10^{-3}$. При малых $N|\chi''|$ увеличивается с ростом N, достигая максимума при нек-рой оптимальной концентрации, затем уменьшается из-за уменьшения коэф. инверсии I, что объясняется взаимодействием ионов и др.

Для того чтобы парамагн. кристалл мог быть эффективно использован в К. у., он должен удовлетворять след. требованиям. 1) Парамагн. ион должен обладать в осн. состоянии во внеш. магн. поле системой из трёх или более магн. уровней. При этом расщепления между ними должны позволять усиливать сигналы заданной частоты при частоте накачки, находящейся в технически освоенном диапазоне. Для усиления сигнала обычно используют переход, для к-рого $\sigma \geqslant 1$. 2) Величина матричного элемента $\sigma_н$ перехода накачки не должна быть $\sigma_н \leqslant 1$, чтобы не требовалась большая мощность накачки. По той же причине время спин-решёточной релаксации T_1 для перехода накачки должно быть возможно больше (для *двухуровневых систем* T_1 — величина, обратная вероятности релаксац. переходов A_{21}; в многоуровневых системах T_1 различно для разных пар уровней и зависит от всех A [1]). Однако излишне большое T_1 на переходе сигнала уменьшает величину максимально допустимой мощности сигнала на входе. Величина T_1 увеличивается при понижении T, и при $T = 4{,}2$ К $T_1 \sim 10^{-3}$—10^{-1} с. 3) Коэф. инверсии I желательно иметь возможно бо́льшим. В используемых кристаллах $I \sim 1$. Кроме этого необходимы устойчивость кристаллов к физ.-хим. воздействиям, малые диэлектрич. потери и др.

Совокупности перечисленных требований удовлетворяют лишь небольшое кол-во кристаллов. В существующих К. у. используются в основном рубин (кристалл корунда Al_2O_3 с примесью Cr, рис. 2), реже рутил (TiO_2 с примесью Fe или Cr) [6]. В эксперим. К. у. применяются также андалузит (Al_2SiO_5 с примесью Fe) и изумруд (берилл $Al_2Be_3Si_6O_{18}$ с примесью Cr [3—7]).

К. у. бегущей волны. Квантовое усиление можно получить, если бегущая волна распространяется по волноводу, заполненному активным парамагн. кристаллом. Мощность волны возрастает экспоненциально вдоль кристалла. Коэф. усиления — отношение мощности сигнала на выходе К. у. к мощности волны во входной линии (выраженный в дБ):

$$G_{дБ} = 27{,}3 \frac{c}{v_{гр}} \frac{l}{\lambda} d_m - L_{дБ}.$$

Здесь l — длина кристалла, λ — длина волны в свободном пространстве, $v_{гр}$ — групповая скорость в волноводе с кристаллом, $L_{дБ}$ — потери энергии в элементах К. у. (в отсутствие ЭПР), d_m — магн. декремент активного кристалла, связанный с величиной χ'' соотношением:

$$d_m = 4\pi |\chi''|_{макс} \xi.$$

Здесь ξ — коэф. использования кристалла, характеризующий степень заполнения волновода активным кристаллом ($\xi < 1$), а также отклонение направления и поляризации магн. поля волны от оптимальных условий, при к-рых $\sigma = \sigma_{макс}$.

Для получения требуемой величины коэф. усиления G при $v_{гр} \approx c$ и типичных значениях d_m необходимая длина кристалла l неприемлемо велика в диапазоне $\lambda > 1$—10 см. Для сокращения l уменьшают $v_{гр}$ (т. е. увеличивают время взаимодействия волны с активным веществом), применяя *замедляющие системы*.

В К. у. бегущей волны (рис. 3) из входной линии *1* возбуждается бегущая волна, к-рая, распространяясь

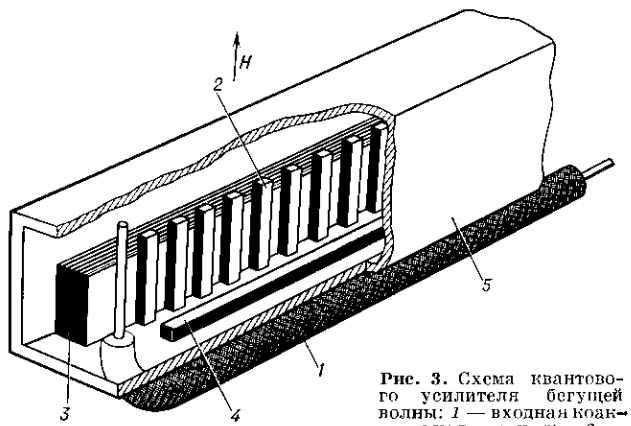


Рис. 3. Схема квантового усилителя бегущей волны: *1* — входная коаксиальная линия; *2* — гребенчатая замедляющая структура; *3* — парамагнитный кристалл; *4* — ферритовый вентиль; *5* — волновод накачки.

вдоль гребенчатой структуры *2* в виде замедленной (в десятки раз) поверхностной волны, усиливается в кристалле *3*, расположенном по одну сторону от замедляющей структуры (рис. 3). Наружный отражающий металлич. чехол *5* является частью замедляющей системы, ограничивает объём, в к-ром распространяется эл.-магн. поле, и одновременно служит волноводом, по к-рому распространяется волна накачки. Усиленный сигнал поступает в выходную линию. Пост. поле $\boldsymbol{H}$ направлено вдоль штырей замедляющей структуры, а расположение кристалла обеспечивает требуемый угол θ между кристаллографич. осью и направлением $\boldsymbol{H}$. Направления вращения вектора магн. поля распространяющейся волны, эллиптически поляризованной в плоскости, перпендикулярной штырям, противоположны по разные стороны гребёнки. Эта особенность используется для устранения «паразитных» эффектов, вызванных многократными отражениями

усиливаемой волны от выхода и входа К. у. внутри волновода (они приводят к нежелательному влиянию внеш. цепей и могут вызвать генерацию). Для этого по др. сторону гребёнки в области, где поляризация магн. поля волны близка к круговой, помещают ферритовый вентиль *4*, сильно поглощающий волну с обратным направлением распространения (*ферромагнитный резонанс*) и незначительно ослабляющий усиливаемую волну (невзаимные устройства). Ферромагн. резонанс в вентиле должен происходить при том же значении поля H, что и ЭПР в кристалле. Этого удаётся достичь, используя анизотропию формы ферритового образца, а в миллиметровом диапазоне также применяя ферриты с сильной кристаллографич. анизотропией [3, 7].

В К. у. достигается коэф. усиления $G \sim 25$—35 дБ. Его нестабильность ~ 1—2%, а нестабильность фазы колебаний $\leqslant 1^\circ$ (применением спец. мер её можно снизить до десятых и даже сотых долей градуса [6]). Мощность входного сигнала, при к-рой величина G уменьшается на 3 дБ вследствие частичного насыщения квантового перехода на частоте сигнала, при усилении непрерывных сигналов порядка 10^{-7}—10^{-8} Вт.

Полоса усиления — полоса частот $\Delta f_{\text{КУ}}$, в пределах к-рой G отличается от максимального не больше чем на 3 дБ, при лоренцевой форме линии ЭПР шириной Δf:

$$\Delta f_{\text{КУ}} = \Delta f \sqrt{3 \cdot [(G_{\text{ДБ}} + L_{\text{ДБ}}) - 3]^{-1}} .$$

Типичное $\Delta f_{\text{КУ}} \sim 20$—$30$ МГц. Для расширения полосы поле H изменяют вдоль кристалла, тем самым смещая частоту ЭПР по длине кристалла. При этом необходимо применять частотно модулированные генераторы накачки, чтобы переход накачки был насыщен во всём кристалле. Таким способом удаётся увеличить полосу К. у. до неск. сотен МГц на волнах короче неск. см. Диапазон перестройки центр. частоты превышает неск. ГГц.

Постоянное магн. поле создаётся электромагнитами или соленоидами со сверхпроводящими обмотками, охлаждаемыми до 4,2 К. Для охлаждения всё устройство либо помещают в *криостат*, в к-рый периодически заливают жидкий He (испаряющийся He собирают и вновь сжижают в холодильной установке), либо используют холодильные машины замкнутого цикла, составляющие вместе с К. у. единое устройство [3].

К. у. с отражённой волной. При $\lambda < 2$—3 см требуемое замедление волны уменьшается. В этом случае используют замедление волны в самом диэлектрич. кристалле:

$$\frac{c}{v_{\text{ГР}}} \approx \sqrt{\varepsilon}$$

(ε —относит. диэлектрич. проницаемость кристалла). В этом случае активный кристалл взаимодействует как с прямой волной, так и с отражённой от конца волновода. При этом длина кристалла, необходимая для получения требуемого коэф. усиления, сокращается вдвое. Входная и выходная волны разделяются с помощью ферритового циркулятора ФЦ. Большое усиление получают, используя неск. каскадов, разделённых циркуляторами (рис. 4).

Резонаторные К. у. Первыми К. у. были резонаторные усилители [2, 5]. Взаимодействие усиливаемой волны с активным парамагн. кристаллом осуществляется в *объёмном резонаторе*, настроенном на частоту сигнала и накачки. Усиливаемая волна, многократно отражаясь от внутр. стенок резонатора, взаимодействует с активным веществом длительное время, чем и обусловлено большое усиление при сравнительно небольших размерах кристалла. Эфф. время взаимодействия пропорционально нагруженной добротности резонатора, в связи с чем при большой величине коэф. усиления полоса частот очень мала. Для улучшения характеристик использовались многорезонаторные схемы в виде неск. каскадов, разделённых ферритовыми циркуляторами (аналогично рис. 4). Каждый каскад содержит связанные резонаторы, заполненные активным парамагн. кристаллом. Недостатком резонаторных К. у. является также сложность их перестройки. Резонаторные К. у. применяются на фиксир. частоте гл. обр. в дециметровом диапазоне, где создание К. у. бегущей

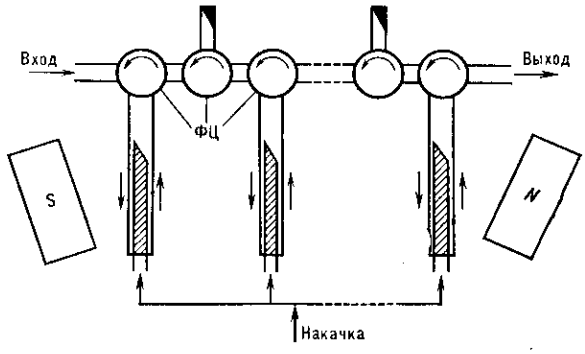


Рис. 4. Схема квантового усилителя с отражённой волной; *ФЦ* — ферритовые циркуляторы.

волны связано с трудностями, а также в экспериментальных исследованиях в диапазоне λ порядка мм.

Шумы К. у. обусловлены спонтанным излучением при самопроизвольных квантовых переходах с верх. магн. уровня на нижний и тепловым излучением диссипативных элементов К. у. Последнее уменьшается с понижением T и при $T = 4{,}2$ К весьма мало. Интенсивность спонтанного излучения тем меньше, чем ниже частота f, и в радиодиапазоне также невелика, но принципиально эти шумы неустранимы.

Шумы К. у. характеризуют *шумовой температурой* $T_{\text{ш}}$. Она численно равна темп-ре неотражающей нагрузки на входе К. у., мощность теплового шума к-рой равна мощности шумов К. у. (отнесённой к его входу). При расчёте шумовой темп-ры К. у. используют теорию тепловых шумов обычных диссипативных электрич. цепей, обобщая её на излучающую систему К. у. [2—4]. При этом роль темп-ры отрицат. сопротивления, эквивалентного этой системе, играет отрицат. спиновая темп-ра T_s. Можно показать, что при $hf \ll kT$ и $hf < kT_s$:

$$T_{\text{ш}} \approx \frac{T}{I} \frac{G_{\text{ДБ}} + L_{\text{ДБ}}}{G_{\text{ДБ}}} + T \frac{L_{\text{ДБ}}}{G_{\text{ДБ}}} .$$

Первый член суммы обусловлен спонтанным излучением, а второй — тепловым излучением диссипативных элементов К. у. при темп-ре T. Обычно, при $T = 4{,}2$ К $T_{\text{ш}} < 4$ К. Вследствие неизбежных потерь во входной линии полная шумовая темп-ра $T_{\text{ш}\Sigma} > T_{\text{ш}}$. В др. крайнем случае $hf \gg kT_s$ (это условие выполняется при $N_2 \gg N_1$, идеальный К. у.), миним. шумовая темп-ра идеального К. у. и вообще любого линейного усилителя при $L = 0$ и $G \gg 1$ [2, 3, 8] равна

$$T_{\text{ш}}^{\text{ид}} = \frac{hf}{k} .$$

Напр., при $\lambda = 3$ см и $G \gg 1$ $T_{\text{ш}}^{\text{ид}} \approx 0{,}5$ К. В реальных К. у. $T_{\text{ш}}$ определяется в основном потерями во входной линии К. у. и составляет (в зависимости от λ и устройства входной линии) 5—15 К.

Применение. Для эффективного применения К. у. шумовая темп-ра фидерного тракта д. б. снижена до величины $\sim T_{\text{ш}}$. В связи с этим применяются малошумящие антенны. К. у. используются в системах дальней космич. радиосвязи с автоматич. станциями, направляемыми к планетам Солнечной системы. Применение К. у. в радиоастрономии позволило получить ряд важных результатов (СССР, США, Швеция, ФРГ): открыто космич. реликтовое излучение, проведена радиолокация планет Солнечной системы с Земли, обнаружен и исследован ряд спектральных линий кос-

мич. радиоизлучения, проведены радиоастрономич. исследования квазаров и ядер галактик. Большинство К. у. работает в сантиметровом диапазоне, самый высокочастотный К. у. работает на радиотелескопе в диапазоне $\lambda \sim 8$ мм [3, 6].

Лит.: 1) Альтшулер С. А., Козырев Б. М., Электронный парамагнитный резонанс соединений элементов промежуточных групп, 2 изд., М., 1972; 2) Сигмен А., Мазеры, пер. с англ., М., 1966; 3) Штейншлейгер В. Б., Мисеженков Г. С., Лифанов П. С., Квантовые усилители СВЧ (мазеры), М., 1971; 4) Карлов Н. В., Маненков А. А., Квантовые усилители, М., 1966; 5) Квантовая электроника. Маленькая энциклопедия, М., 1969; 6) Корниенко Л. С., Штейншлейгер В. Б., Квантовые усилители и их применение в космических исследованиях, «УФН», 1978, т. 126, с. 287; 7) Черпак Н. Т., Квантовые усилители миллиметрового диапазона длин волн, «Изв. вузов. Радиофизика», 1984, т. 27, № 7, с. 815; 8) Gaves C. M., «Phys. Rev. D», 1982, v. 26, № 8, p. 1817. *В. Б. Штейншлейгер.*

КВАНТОВЫЙ ХОЛЛА ЭФФЕКТ — макроскопич. квантовый эффект, проявляющийся в квантовании холловского сопротивления ρ_{xy} (см. *Холла эффект*) и исчезновении уд. сопротивления ρ_{xx}. К. Х. э. наблюдается при низких темп-рах T в *инверсионном слое* носителей заряда в полупроводниках, помещённых в магн. поле $\boldsymbol{H}$, перпендикулярное плоскости xy. В отличие от классич. Холла эффекта, при к-ром ρ_{xy} монотонно зависит от $\boldsymbol{H}$ или концентрации носителей заряда n ($\rho_{xy}=H/nec$, где e — заряд электрона), в случае К. Х. э. ρ_{xy} принимает дискретные значения:

$$\rho_{xy}=\frac{2\pi\hbar}{\nu e^2}, \qquad (1)$$

а компонента ρ_{xx} становится исчезающе малой по сравнению со своим значением при $H=0$:

$$\rho_{xx}\longrightarrow 0. \qquad (1')$$

Здесь $2\pi\hbar/e^2=25812{,}8$ Ом, $\nu=p/q$ — целые или дробные рациональные числа. Соотношения (1) и (1′) выполняются для ряда интервалов концентрации носителей n при пост. $\boldsymbol{H}$ или для ряда интервалов $\boldsymbol{H}$ при пост. n (рис. 1).

К. Х. э. с целочисленными $\nu=1, 2, \ldots$ (ц. К. Х. э.) был экспериментально открыт в 1980 К. фон Клитцингом (K. von Klitzing) с сотрудниками [1]. К. Х. э. с дробными ν (д. К. Х. э.) впервые наблюдали Д. Тсуи (D. Tsui), Х. Л. Штёрмер (H. L. Störmer) и А. Госсард (A. Gossard) в 1982 при $\nu=p/q={}^1/_3,\ {}^2/_3,\ {}^4/_3,\ {}^5/_3,\ {}^7/_3,\ {}^8/_3,\ {}^1/_5,\ {}^2/_5,\ {}^3/_5,\ {}^4/_5,\ {}^6/_5,\ {}^2/_7$ [2], а затем ${}^5/_2$. Ц. К. Х. э. был обнаружен на кремниевых МДП-структурах, д. К. Х. э.— на *гетеропереходах* $Al_xGa_{1-x}As$—GaAs.

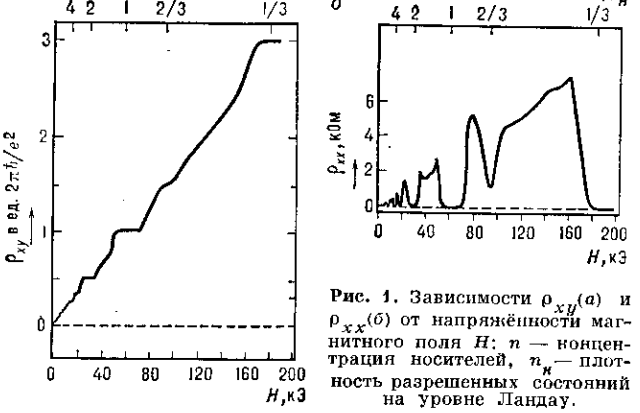


Рис. 1. Зависимости $\rho_{xy}(a)$ и $\rho_{xx}(б)$ от напряжённости магнитного поля H; n — концентрация носителей, $n_н$ — плотность разрешенных состояний на уровне Ландау.

К. Х. э. наблюдается в двумерных инверсионных слоях n- и p-типа, в кремниевых МДП-структурах, а также в гетеропереходах на основе GaAs, InP, InAs, GaSb и др. в достаточно сильных полях и при низких темп-рах T. При повышении темп-ры увеличивается сопротивление в минимуме $\rho_{xx}(H)$, уменьшается ширина плато $\rho_{xy}(H)$ и увеличивается его наклон (см. ниже) [3].

Методика измерений. Компоненты ρ_{xy} и ρ_{xx} тензора сопротивления измеряют на прямоугольных образцах с тремя или более контактами к инверсионному слою (1—4, рис. 2). Контакты сток (С) и исток (И)

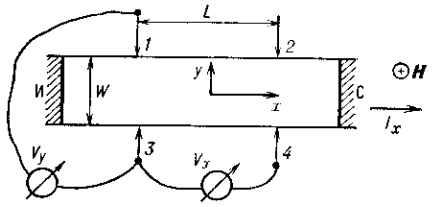


Рис. 2. Схематический вид в плане прямоугольного образца и схема измерений ρ_{xy} и ρ_{xx}.

служат для пропускания тока I_x (направление к-рого принято за ось x). Измерение разности потенциалов между контактами — вдоль тока V_x и поперёк тока V_y — позволяет определить компоненты тензора уд. сопротивления:

$$\rho_{xx}=\frac{W}{L}\left(\frac{V_x}{I_x}\right);\ \rho_{xy}=\frac{V_y}{I_x}. \qquad (2)$$

Здесь W — ширина двумерного слоя, L — расстояние между контактами вдоль тока. В отличие от классич. эффекта Холла для трёхмерного случая ρ_{xy} не зависит от геом. размеров образца, что существенно для метрологич. применений К. Х. э. [4, 5] (см. ниже).

Теория. Осн. особенности ц. К. Х. э. удаётся объяснить на основе одночастичных представлений (не взаимодействующие электроны). В инверсионном слое совокупность носителей заряда можно рассматривать в первом приближении как двумерный электронный газ. Носители могут двигаться только в плоскости слоя. При наложении перпендикулярно плоскости слоя магн. поля $\boldsymbol{H}$ энергетич. спектр носителей заряда (для определённости электронов) из непрерывного становится дискретным. При достаточной величине H спектр состоит из отдельных эквидистантных, неперекрывающихся *Ландау уровней*. Энергия j-го уровня Ландау:

$$\mathcal{E}_j=\left(j+\frac{1}{2}\right)\hbar\omega_c,\ j=0,\ 1,\ 2,\ \ldots, \qquad (3)$$

где $\omega_c=eH/m^*c$ — *циклотронная частота* электронов, а

$$r^2=2\left(j+\frac{1}{2}\right)\hbar c/eH \qquad (4)$$

— радиус их орбиты (Лармора радиус), m^* — *эффективная масса* электрона. Плотность разрешенных состояний на каждом из уровней Ландау n_H равна плотности квантов магн. потока Ф, пронизывающего двумерный слой:

$$n_H=\frac{\Phi}{\Phi_0}=\frac{eH}{2\pi\hbar c}=\frac{1}{2\pi r_0^2}, \qquad (5)$$

где $\Phi_0=\hbar c/2e$ — *квант магнитного потока*, $r_0=\sqrt{\hbar c/eH}\approx 70$ Å — т. н. магнитная длина, т. е. радиус орбиты для наинизшего уровня Ландау $j=0$. Из (5) видно, что каждому состоянию на уровне Ландау соответствует площадь, равная $2\pi r_0^2$ (рис. 3).

При изменении концентрации носителей n в слое или напряжённости магн. поля H изменяется положение уровня Ферми $\mathcal{E}_F$ относительно системы уровней Ландау. Если $\mathcal{E}_F$ находится в области между двумя соседними уровнями Ландау (j, $j+1$), где энергетич. плотность состояний $g(\mathcal{E})$ мала, то при $T\to 0$ К все состояния на нижележащих j уровнях Ландау полностью заполнены. Этому условию отвечает концентрация носителей в инверсионном слое, равная

$$n=jn_H=\frac{jeH}{2\pi\hbar c}. \qquad (6)$$

Подстановка (6) в ф-лу для обычного эффекта Холла даёт соотношение (1). Т. о., срединам плато ρ_{xy} соответствует расположение $\mathcal{E}_F$ посредине между уровнями Ландау, а переходный участок между двумя соседними

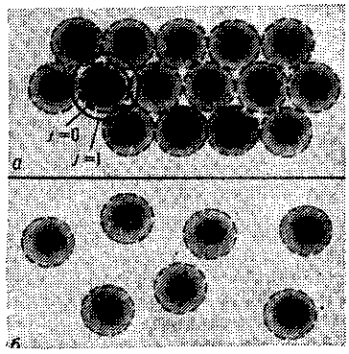


Рис. 3. Схема заполнения электронами двумерного слоя; показаны «орбиты», соответствующие основному ($j=0$) и первому ($j=1$) уровням Ландау; пунктир ограничивает участок плоскости, приходящийся на одно состояние электрона основного уровня; *а* — максимальное заполнение плоскости электронами, *б* — частичное.

плато соответствует нахождению $\mathcal{E}_F$ в области максимума $g(\mathcal{E})$, т. е. в центре уровня Ландау (рис. 4).

Изложенная модель идеального *двумерного электронного газа* электронов, не взаимодействующих друг с другом и с подложкой, объясняет К. Х. э. лишь для дискретных целых значений n. Для того чтобы объяснить широкие плато ρ_{xy} и минимумы ρ_{xx}, в теории вводится предположение о существовании на «крыльях» уровней Ландау связанных состояний электронов, не способных участвовать в электропроводности. Возможны разл. механизмы возникновения связанных состояний, напр. вигнеровская кристаллизация (см. *Вигнеровский кристалл*) или *волны зарядовой плотности*; в гетеропереходе туннелирование носителей через потенц. барьер к донорным примесям по др. сторону перехода и обратно (механизм, специфический для гетеропереходов); локализация электронов на флуктуациях по-

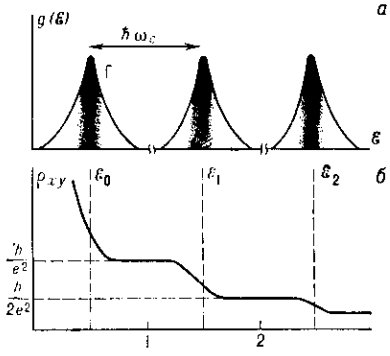


Рис. 4. Связь между видом функции плотности состояний $g(\mathcal{E})$ и ступенчатой зависимостью ρ_{xy} от концентрации электронов n/n_H.

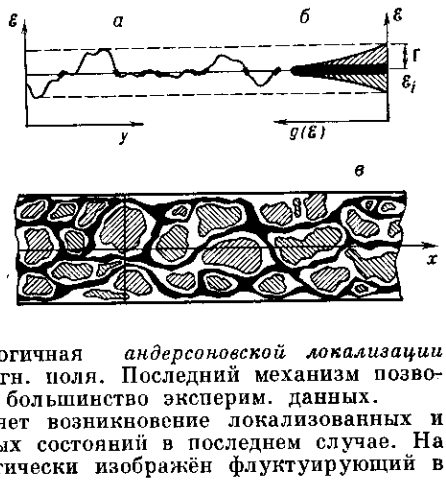


Рис. 5. *а* — потенциальный рельеф уровня Ландау, Γ — полуширина уровня; *б* — плотность состояний $g(\mathcal{E})$; *в* — разделение площади образца на области делокализованных (зачернены) и локализованных состояний (горы и впадины рельефа заштрихованы с разным наклоном).

тенциала, аналогичная *андерсоновской локализации* в отсутствие магн. поля. Последний механизм позволяет объяснить большинство эксперим. данных.

Рис. 5 поясняет возникновение локализованных и делокализованных состояний в последнем случае. На рис. 5, *а* схематически изображён флуктуирующий в пространстве xy потенц. рельеф $\mathcal{E}(x, y)$ уровня Ландау, повторяющий в пространстве рельеф дна треугольной потенц. ямы, ограничивающей инверсионный слой (образующейся из-за изгиба энергетич. зон; см. *МДП-структура*, *Гетероструктура*, *Инверсионный слой*). Волновая ф-ция каждого состояния электрона занимает область вблизи эквипотенц. траектории $\mathcal{E}(x, y)=$ $=$const, где константа является собств. значением данного состояния (сплошная линия). В тех местах образца, где расположены экстремумы $\mathcal{E}(x, y)$, т. е. «горы» и «впадины» потенц. рельефа, эквипотенц. траектории замкнуты (рис. 5, *в*). Следовательно, электроны, занимающие такие состояния, локализованы: они не могут перемещаться за пределы экстремума при $T \to$ $\to 0$ К. В электропроводности участвуют носители, занимающие лишь те состояния, для к-рых эквипотенц. траектории простираются на длину образца. В двумерном слое бесконечной протяжённости такие траектории занимают бесконечно узкий поясок по энергии вблизи середины уровня Ландау. Для образца конечных размеров поясок траекторий расширяется (рис. 5, *в*) (см. *Протекания теория*).

Статистич. распределение амплитуды флуктуаций потенциала в двумерном слое определяет плотность состояний на уровне Ландау $g(\mathcal{E})$ (рис. 5, *б*). Из сопоставления рис. 5, *а* и 5, *в* видно, что локализованные состояния расположены на «крыльях» $g(\mathcal{E})$, в то время как делокализованные состояния — в центре $g(\mathcal{E})$ (зачернённая область на рис. 4, *а*; 5, *в*). Существенно, что локализованные и делокализованные состояния разделены не только по энергии, но и в пространстве (рис. 5, *в*).

Рассмотрим качественно поведение ρ_{xx} при изменении n в двумерном слое. Пусть $\mathcal{E}_F$ вначале расположена в области локализованных состояний на верх. крыле j-го уровня (рис. 4, *а*): $\mathcal{E}_j+\Gamma>\mathcal{E}_F>\mathcal{E}_j$. Локализованные носители не участвуют в электропроводности; весь ток протекает только по областям делокализованных состояний. Т. к. эти состояния расположены по энергии ниже $\mathcal{E}_F$, то концентрация носителей n в них максимальная (6) и ρ_{xy} имеет квантованное значение (1). При увеличении n добавляемые в двумерный слой новые носители попадают в области локализованных носителей. Концентрация делокализованных носителей при этом не изменяется и, следовательно, не изменяется значение ρ_{xy}. Так будет продолжаться до тех пор, пока $\mathcal{E}_F$ не выйдет за пределы области локализованных состояний и не попадёт в область делокализованных состояний на $i+1$ уровень. При этом концентрация носителей в областях, занимаемых делокализованными состояниями, начнёт изменяться соответственно изменению $\mathcal{E}_F$; этому соответствует переходный участок между двумя соседними плато ρ_{xy} (рис. 4, *б*). Т. о., соотношение (1) выполняется в интервале энергий, равном щели в спектре делокализованных состояний. Локализованные состояния играют при этом роль буфера, разделяющего делокализованные состояния как по энергии, так и в пространстве [3—6].

Д. К. Х. э. не удаётся объяснить в рамках одночастичных представлений. Наиб. успешно это явление объясняется теорией Лафлина (R. B. Laughlin [7]). Электроны в двумерном слое вследствие сильного кулоновского взаимодействия образуют несжимаемую *квантовую жидкость*. Осн. состояния этой жидкости имеют минимум энергии при значениях приведённой концентрации $\nu=1/(2m+1)$, где $m=1, 2, \ldots$ — целые числа. Минимумы энергии возникают также при $\nu=p/(2m+1)$, $1\pm p/(2m+1)$ и др. (p — целые числа). Возбуждённые состояния отделены от осн. состояний энергетич. щелью $\sim 10^{-2}e^2/r_0\varepsilon$ для $\nu={}^1/_3$ и $\nu={}^2/_3$, ε — диэлектрич. проницаемость вещества. Существование энергетич. щели в спектре возбуждений позволяет объяснить возникновение плато ρ_{xy} и минимумов ρ_{xx} в д. К. Х. э. аналогично предыдущему. При увеличении p и m (в частности, при $\nu>1$ или $\nu<{}^1/_3$) увеличивается энергия

осн. состояния взаимодействующих электронов (жидкость) и уменьшается щель, отделяющая осн. состояние от возбуждённых (газ); поэтому д. К. Х. э. проявляется всё слабее. Не исключено также, что при $\nu<1/5$ в двумерном слое может возникнуть вигнеровская кристаллизация [5—7].

Условия наблюдения К. Х. э. 1) Достаточно сильное магн. поле, в к-ром энергетич. расстояния между соседними уровнями Ландау $\hbar\omega_c$ превосходят собственную ширину Γ_0 уровней Ландау: $\hbar\omega_c>2\Gamma_0$. 2) Достаточно низкие темп-ры. Для ц. К. Х. э. необходимо, чтобы $kT\ll\hbar\omega_c$, а для д. К. Х. э.— много меньше характерной энергии кулоновского взаимодействия: $kT\ll e^2/r_0\varepsilon$. 3) Достаточно большое уд. электросопротивление объёма полупроводника по сравнению с сопротивлением двумерного инверсионного слоя, характерный масштаб к-рого $2\pi\hbar/\nu e^2$. 4) Достаточно большая концентрация n носителей заряда в полупроводнике, соответствующая металлич. проводимости инверсионного слоя ($n\gg\geqslant10^{10}$ см$^{-2}$).

Для наблюдения К. Х. э. необходимы образцы с достаточно высокой подвижностью носителей заряда (т. е. с малой шириной уровней Ландау 2Г), напр. в случае кремниевых МДП-структур, превышающей $\sim10^4$ см^2/(В·с) при $T=4{,}2$ К, для ц. К. Х. э.; или $3\cdot10^4$ см^2/(В·с) — для д. К. Х. э.

При $kT\sim10^{-2}e^2/r_0\varepsilon$ ($T\sim3$ К) д. К. Х. э. исчезает; при $kT\leqslant\hbar\omega_c$ ц. К. Х. э. переходит в Шубникова — де Хааза эффект (см. *Квантовые осцилляции* в магнитном поле). При $kT\geqslant\hbar\omega_c$ зависимости (1) и (1′) соответствуют ф-ле Лоренца: $\rho=H/nec$, как и для классич. эффекта Холла.

Практическое применение К. Х. э. основано на следующем. 1) Холловские компоненты тензоров удельного и полного сопротивлений в двумерном случае равны и не зависят от размеров образца (2). 2) Отношение $\hbar/e^2$ связано с безразмерной постоянной тонкой структуры α соотношением (в СГС)

$$2\pi\hbar/e^2=1/\alpha c,$$

в к-рое входит только c (значение к-рой известно с погрешностью $4\cdot10^{-9}$). 3) Квантованное значение сопротивления ρ_{xy} воспроизводится в эксперименте с погрешностью не хуже 10^{-7}. Т. о., из сравнения ρ_{xy} с сопротивлением эталонной катушки (калиброванной в системе единиц СИ) определяется значение α без привлечения результатов квантовой электродинамики. Такое измерение впервые было осуществлено К. фон Клитцингом с сотрудниками (1980) с погрешностью $\leqslant2\cdot10^{-6}$ и дало согласие с результатами измерений др. методами.

Если считать значение α известным, то можно калибровать сопротивление катушки по ρ_{xy} и, т. о., воспроизводить размер Ома, согласованный с размером метра и секунды (через c), т. е. осуществить эталон Ома.

Лит.: 1) Klitzing K. von, Dorda G., Pepper M., New method for high-accuracy determination of the fene-structure constant based on quantized Hall resistance, «Phys. Rev. Lett.», 1980, v. 45, p. 494; 2) Tsui D. C. и др., Observation of a fractional quantum number, «Phys. Rev. Ser. B», 1983, v. 28, p. 2274; 3) Клитцинг К. фон, Квантованный эффект Холла (Нобелевская лекция), пер. с англ., «Новое в жизни науки и техники», 1986, № 9, с. 3; 4) Пудалов В. М., Семенчинский С. Г., Инверсионные слои носителей заряда в квантующем магнитном поле. Квантовый эффект Холла, «Поверхность. Физика, химия, механика», 1984, № 4, с. 5; 5) Квантовый эффект Холла. Сб. ст., пер. с англ., под ред. Ю. В. Шмарцева, М., 1986; 6) Рашба Э. И., Тимофеев В. Б., Квантовый эффект Холла, «ФТП», 1986, т. 20, в. 6, с. 977; 7) Лафлин Р., Квантованное движение трёх двумерных электронов в сильном магнитном поле, в сб.: Квантовый эффект Холла, пер. с англ., под ред. Ю. В. Шмарцева, М., 1986.

В. М. Пудалов.

КВАРК-ГЛЮОННАЯ ПЛАЗМА (хромоплазма) — гипотетич. состояние сильно взаимодействующей материи, характеризующееся отсутствием *удержания цвета*. В этом состоянии цветные кварки и глюоны, пленённые адронами в адронной материи, освобождаются и могут распространяться как квазисвободные частицы по всему объёму плазменной материи — возникает «цветопроводимость» (аналогично появлению электропроводности в обычной электрон-ионной плазме). По совр. представлениям, это состояние образуется при высоких темп-рах и/или больших барионных плотностях равновесной адронной материи (рис. 1).



Рис. 1. Фазовая диаграмма сильно взаимодействующей материи; T — темп-ра, n_B — плотность барионного заряда.

Характер перехода адронной материи в состояние К.-г. п. ещё недостаточно изучен, хотя и имеются указания на то, что он резкий, обладает большой скрытой теплотой и сильно меняет плотность энтропии.

В естеств. условиях К.-г. п. существовала, по-видимому, только в первые 10^{-5} с после космологич. взрыва. Не исключено, что она существует и в центре наиб. массивных нейтронных звёзд. Имеются также основания считать, что атомные ядра в своём составе помимо протонов и нейтронов содержат «капельки» К.-г. п., т. е. ядра рассматриваются как гетерофазные системы (в системе присутствуют обе фазы: в тех местах флуктуаций ядерной плотности, где она сильно превышает ср. плотность, происходит переход нуклонной фазы в кварк-глюонную). На основе этой идеи предпринимаются попытки построить теорию т. н. *кумулятивных процессов*, происходящих в релятивистских ядерных столкновениях.

Возможность существования К.-г. п. тесно связана с возможным *спонтанным нарушением симметрии* физ. вакуума в температурной *квантовой хромодинамике* (КХД) и с *асимптотической свободой* — убыванием эфф. *цветового заряда* с уменьшением расстояния между цветными частицами, с ростом темп-ры и/или плотности. Т. о., в рамках КХД можно ожидать возникновения нек-рой критич. (предельной) темп-ры (плотности), выше к-рой существование ядерной материи невозможно.

Концепция предельной темп-ры возникла значительно раньше КХД (в 60-х гг. 20 в.) из феноменологич. описания *сильного взаимодействия* элементарных частиц (т. н. модель статистич. бутстрапа [1]). Эта темп-ра считалась даже непреодолимым верх. пределом, подобным абс. нулю. Впоследствии было высказано предположение, что она является темп-рой фазового перехода адронной материи в новое, неизвестное тогда состояние. С развитием КХД стало ясно, что это состояние — К.-г. п.

В КХД отсутствует строгое матем. доказательство как существования фазового перехода, так и удержания цвета. Значительные успехи достигнуты на пути решения этих сложных проблем в компьютерном варианте теории — спец. образом регуляризованной КХД на решётке (дискретной совокупности 4-точек, заменяющих непрерывное пространство-время). Непертурбативные (не связанные с теорией возмущений) вычисления здесь основаны на числ. интегрировании методом Монте-Карло точных выражений, вытекающих из теории (см. *Решётки метод*). Наиб. надёжные результаты относятся к квантовой динамике глюонных полей, где кварки рассматриваются лишь как статич. источники. В этом случае получено свидетельство в пользу удержания цвета и существования фазового перехода 1-го рода при темп-ре $T_c\approx200$ МэВ, причём вычисленные наблюдаемые величины (напр., темп-ра перехода, скачок плотности в точке перехода) находятся в хорошем согласии со значениями, найденными из феноменологич. описания адронной спектроскопии и из процессов глубоко неупругого рассеяния.

Вычисления, включающие полную релятивистскую динамику кварков, не обладают пока достаточной степенью завершённости, и вопрос о судьбе фазового перехода в этом случае окончательно не решён. В рамках несколько упрощённой постановки задачи с помощью числ. расчёта обнаружено, что в окрестности темп-ры T_c резко меняется зависимость плотности энергии от темп-ры (рис. 2). При $T \ll T_c$ численные данные хорошо

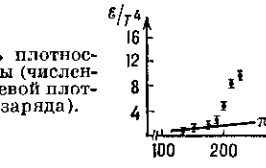


Рис. 2. Зависимость плотности энергии от темп-ры (численный расчёт при нулевой плотности барионного заряда).

аппроксимируются плотностью энергии идеального адронного газа с известным из опыта и используемым в вычислениях спектром масс реальных адронов, а при $T \gg T_c$ — ф-лой Стефана — Больцмана $\varepsilon(T) = \sigma T^4$ с коэф. σ, как у идеального газа безмассовых кварков и глюонов.

Теоретич. свидетельства в пользу существования К.-г. п. стимулируют эксперим. исследования, направленные на её обнаружение. Наиб. заманчиво предложение создать необходимые условия для её образования в лаборатории путём соударения тяжёлых ядер высокой энергии. Оценки, основанные на экстраполяции существующих эксперим. данных, показывают, что образующаяся в области столкновения ядер сильно взаимодействующая система будет существовать достаточно долго для достижения как термодинамич., так и хим. равновесия, а её энергия и сжатие могут быть достаточными для достижения фазы К.-г. п. при использовании уже функционирующих ускорителей, переоборудованных для ускорения тяжёлых ионов (см. *Релятивистская ядерная физика*).

Не решённой до конца проблемой является идентификация формирования К.-г. п. Сложность её связана гл. обр. с тем, что К.-г. п. образуется на большом фоне, обусловленном обычными процессами сильного взаимодействия, и существует лишь нек-рую часть полного времени эволюции адронной системы. В качестве наиб. важных сигналов, дающих информацию о формировании К.-г. п., предполагается использовать процессы образования лептонных пар, эмиссии прямых фотонов и события аномально большого числа рождений странных частиц.

Эксперим. обнаружение К.-г. п. и исследование её характеристик могло бы внести ясность в наши осн. представления о поведении адронной материи как в обычных, так и в экстремальных состояниях и явиться подтверждением КХД.

Лит.: 1) Шелест В. П., Зиновьев Г. М., Миранский В. А., Модели сильновзаимодействующих элементарных частиц, т. 2, М., 1976; 2) Фейнберг Е. Л., Термодинамические файрболы, «УФН», 1983, т. 139, с. 3; 3) Гореншгейн М. И. и др., Точно решаемая модель фазового перехода между адронной и кварк-глюонной материей, «ТМФ», 1982, т. 52, № 3, с. 346; 4) Gorenstein M. I., Lipskikh S. I., Zinovjev G. M., Model of deconfinement phase transition in baryonic quark-gluon bag system, «Z. Phys. Ser. C», 1984, v. 22, p. 189; 5) Shuryak E. V., Quantum chromodynamics and the theory of superdense matter, «Phys. Repts», 1980, v. 61, p. 71; 6) Satz H., Critical behaviour in finite temperature QCD, «Phys. Repts», 1982, v. 88, p. 349.

В. П. Шелест.

КВАРК-ГЛЮО́ННЫЙ ПОДПРОЦЕ́СС в квантовой хромодинамике — процесс взаимодействия кварков и глюонов на малых расстояниях, определяющий сечение *жёстких процессов* с участием адронов. Напр., в процессе рождения в адрон-адронном соударении пары мюонов с большой относит. энергией К.-г. п. служит аннигиляция кварка адрона A_1 и т. н. морского антикварка адрона A_2 в пару мюонов через виртуальный γ-квант (γ^*): $q + \bar{q} \to \gamma^* \to \mu^+ + \mu^-$ (см. *Партоны*, рис. 2, *а*). Из-за наличия *инфракрасных расходимостей* К.-г. п. должны быть регуляризованы в области малых импульсов (см. *Регуляризация расходимостей*), при этом зависимость от размерного параметра регуляризации выделяется в виде сомножителя и включается в *структурные функции* участвующих в процессе адронов.

А. В. Ефремов.

КВА́РКИ — микроскопич. частицы со спином $^1/_2$, элементарные составляющие всех адронов: барионов и мезонов. В пределах точности совр. эксперимента К.— точечные, бесструктурные образования (их размеры $<10^{-16}$ см).

К нач. 80-х гг. было известно 5 типов К.: u, d, s, c, b. Однако имеются серьёзные теоретич. основания предполагать (см. *Аномалии в квантовой теории поля*) существование по крайней мере ещё одного, шестого К.— t-К. Типы К. различаются значениями присущих им квантовых чисел и массами. Каждый тип кварка q_i представлен тремя разновидностями q_i^α, у к-рых квантовые числа и масса одинаковы, но есть различие в особой характеристике (отсутствующей у адронов), названной *цветом* и принимающей три разл. значения, $\alpha = 1, 2, 3$. В первом приближении каждый барион В состоит из трёх К., вообще говоря, разных типов, каждый мезон (М) — из кварка и антикварка. Символически: $B = (q_i q_j q_k)$, $M = (q_i \tilde{q}_j)$, причём в обоих случаях реализуются суммы определ. комбинаций цветов (см. ниже).

Гипотеза о том, что адроны построены из специфич. субъединиц—К., была впервые выдвинута М. Гелл-Маном (M. Gell-Mann) и независимо от него Дж. Цвейгом (G. Zweig) в 1964 для объяснения существования групп частиц (октетов и декуплетов) с близкими свойствами (см. *Элементарные частицы*). С тех пор она получила многочисл. косвенные эксперим. подтверждения (см., напр., *Партоны*). Назв. «К.» для элементарных составляющих адронов было введено М. Гелл-Маном. Оно не имеет прямого смыслового значения и было заимствовано из романа Дж. Джойса «Поминки по Финнегану», герою к-рого в снах часто слышались слова о таинственных трёх кварках. (Заметим, что в 1964 для построения всех известных тогда адронов было достаточно трёх типов элементарных слагающих.)

Всем К. обычно приписывают *барионное число* $B = {}^1/_3$, с тем чтобы барионы имели $B = 1$. Для мезонов при этом автоматически получается $B = 0$.

Тип К. характеризуется прежде всего значениями след. внутренних квантовых чисел: *изотопического спина* (I) и его проекции I_3, *странности* (S), *очарования* (С) и *красоты* (b), определяющих т. н. аромат К. Не исключено, что в аромат могут входить и др. квантовые числа, напр. истинность (t), связанная с t-К. Электрич. заряд К. выражается через упомянутые внутренние квантовые числа и даётся (в единицах элементарного заряда e) обобщённой ф-лой Гелл-Мана — Нишиджимы:

$$Q = I_3 + \frac{1}{2}(B + S + C - b + t?). \qquad (1)$$

Удвоенное значение второго слагаемого называют *гиперзарядом*. Значения квантовых чисел К. и результирующий электрич. заряд, а также их символы и названия приведены в таблице.

В соответствии со сказанным выше для каждого типа К. аромат (и электрич. заряд) одинаковы для всех цветов, т. е. для всех значений α. Характерной особенностью К. является дробный электрич. заряд, кратный $^1/_3 e$, не встречающийся у др. изученных элементарных частиц. Анализ имеющихся эксперим. данных согласуется с этим свойством К. Обсуждается, однако, и др. точка зрения, согласно к-рой электрич. заряды, а также барионные числа К. могут быть целочисленными. В этом случае Q и B должны были бы зависеть от цвета и лишь усреднённые по цветам значения Q и B для каждого К. совпадали бы со значениями, приведён-

Символ	Название	B	I	I_3	S	C	b	t (?)	Q
u^α	верхний (от англ. up)	$^1/_3$	$^1/_2$	$+^1/_2$	0	0	0	0	$^2/_3$
d^α	нижний (от англ. down)	$^1/_3$	$^1/_2$	$-^1/_2$	0	0	0	0	$-^1/_3$
s^α	странный (от англ. strange)	$^1/_3$	0	0	-1	0	0	0	$-^1/_3$
c^α	очарованный (от англ. charm)	$^1/_3$	0	0	0	1	0	0	$^2/_3$
b^α	красивый (от англ. beauty)	$^1/_3$	0	0	0	0	1	0	$-^1/_3$
t^α	истинный (от англ. truth)	$^1/_3$	0	0	0	0	0	1	$+^2/_3$

ными в таблице. Однако проведение указанной точки зрения сталкивается с рядом трудностей, связанных, в частности, с нарушением цветовой симметрии (см. *Квантовая хромодинамика*) и с т. н. *удержанием цвета*.

Цвет является важной характеристикой К., обеспечивающей необходимую антисимметрию волновой ф-ции адронов, построенных из одинаковых К., напр. ($q_iq_iq_i$) (и тем самым соблюдения принципа Паули). С учётом цвета структуры бариона и мезона более точно записываются в виде

$$B_{ijk}=\frac{1}{V\overline{6}}\sum_{\alpha,\,\beta,\,\gamma=1}^{3}\varepsilon_{\alpha\beta\gamma}\,q_i^\alpha q_j^\beta q_k^\gamma;\quad M_{ik}=\frac{1}{V\overline{3}}\sum_{\alpha=1}^{3}q_i^\alpha\tilde{q}_j^\alpha. \quad (2)$$

Здесь $\varepsilon_{\alpha\beta\gamma}$ — полностью антисимметричный тензор, $\varepsilon_{123}=1$. Догадка о существовании цвета у К., впервые высказанная в 1965 Н. Н. Боголюбовым, Б. В. Струминским, А. Н. Тавхелидзе и независимо М. Ханом (M. Khan) и Й. Намбу (Y. Nambu), была впоследствии косвенно подтверждена в большом числе экспериментов. Индекс α обычно рассматривается как индекс, нумерующий компоненты фундам. представления группы $SU(3)_c$ [т. н. группа цвета $SU(3)$]. Комбинации К., приведённые в (2), инвариантны относительно преобразований $SU(3)_c$, и это объясняет тот факт, что адроны являются бесцветными объектами (синглетами $SU(3)_c$).

Адроны, построенные по правилам (2) из u- и d-К., образуют семейство «обычных» адронов (к ним относятся нуклоны, π- и ρ-мезоны, *резонансы* с $S=C=b=0$). Мезоны и барионы, в состав к-рых помимо u- и d-К. входит один или более s-К., образуют семейство *странных частиц*. Введение в состав адронов c- и b-К. (наряду с u-, d-, s-К.) даёт начало семействам соответственно *очарованных частиц* и красивых (прелестных) частиц. Знание кваркового строения адронов (2) позволяет полностью воспроизвести все известные в систематике адронов группы этих частиц и изученные характеристики отд. адронов.

Вся информация о К. была получена на основе изучения особенностей разл. процессов с участием адронов, т. е. в условиях, в к-рых проявляются свойства связанных К. Попытки обнаружить К. в свободном состоянии к успеху не привели. Это означает, что пока нет возможности говорить о массе К. в обычном для элементарных частиц смысле. Можно говорить лишь об эфф. массе связанных К., зависящей, вообще говоря, от условий, в к-рых осуществляются измерения (в частности, от квадрата переданного 4-импульса q^2). В соответствии с этим для масс (m_q) К. (особенно лёгких) получаются сильно варьирующиеся значения. Тем не менее можно определённо сказать, что

$$m_u\approx m_d<m_s\ll m_c<m_b.$$

Эти неравенства отражают иерархию масс разл. семейств адронов. Значения масс К. в статич. ($q^2\to 0$) пределе равны:

$$m_u\approx m_d\approx 300\ \text{МэВ},\ m_s\approx 500\ \text{МэВ},$$
$$m_c\approx 1500\ \text{МэВ},\ m_b\approx 5000\ \text{МэВ}.$$

Такие К. называют конституентными («составляющими») К. Масса t-К., согласно эксперименту, не менее 45 ГэВ. С ростом q^2 эфф. масса К. уменьшается. По этой причине значения масс т. н. токовых К. (т. е. К., образующих нач. и конечное состояния *токов* перехода, отвечающего сильному, эл.-магн. или слабому взаимодействию и ненулевому значению q^2) заметно отличаются от приведённых выше величин и составляют:

$$m_u\approx 4{,}5\ \text{МэВ},\ m_d\approx 7\ \text{МэВ},\ m_s\approx 150\ \text{МэВ},$$
$$m_c\approx 1200\ \text{МэВ},\ m_b\approx 4500\ \text{МэВ}.$$

К. в адронах удерживаются специфич. силами, порождаемыми обменами особыми безмассовыми частицами — *глюонами*, также являющимися носителями цвета (их число равно 8). Глюоны — калибровочные мезоны группы $SU(3)_c$; по своим трансформац. свойствам они принадлежат присоединённому представлению группы. Взаимодействие глюонов с К., задаваемое свойствами группы $SU(3)_c$, довольно сильное (примерно в 10—100 раз сильнее эл.-магнитного). По этой причине глюоны, испускаемые К., могут с заметной вероятностью рождать пары К.-антикварк (с тем большей вероятностью, чем меньше масса К.). В результате в любом адроне в каждый данный момент наряду с К., составляющими, согласно (2), основу его структуры и определяющими его квантовые числа (т. н. валентными К. q_{val}), содержится равновесная примесь глюонов и пар К-антикварков разл. типов. Последние образуют как бы «море» К.-антикварковых пар; соответственно их часто называют морскими К., q_{sea}. Море К. в основном образовано парами u- и d-К., несколько меньше в нём пар s-К., ещё меньше (по крайней мере на порядок) пар c-К. и т. д. Примесь морских К. в адронах в среднем не очень велика, однако зависит от типа адрона и, в частности, в мезонах, по имеющимся данным, более выражена. Кроме того, море К. в адроне при его взаимодействии с др. частицами в той или иной степени возмущается, изменяя при этом свои свойства. Количественно относительная роль валентных и морских К., а также глюонов (g) в адроне может быть охарактеризована средним значением f доли полного импульса адрона, переносимой каждой из названных компонент. Для наиб. детально изученных адронов — нуклонов — типичные цифры при переданном нуклону квадрате импульса 5 $(\text{ГэВ/с})^2$ таковы:

$$f(u_{val}+d_{val})=0{,}37;\ f(u_{sea}+d_{sea}+\tilde{u}_{sea}+\tilde{d}_{sea})=0{,}06;$$
$$f(s_{sea}+\tilde{s}_{sea})=0{,}02;\ f(g)=0{,}55.$$

Т. о., доля импульса нуклона, приходящаяся на глюоны, высока (примерно такая же картина: $f(g)\approx 0{,}5$ в π- и К-мезонах). На морские К. в ср. приходится ок. 20% импульса, переносимого валентными К. Следует, однако, иметь в виду, что число морских К. с очень малой долей x от полного импульса нуклона ($x<0{,}1$) быстро растёт с уменьшением x ($\sim 1/x$), и в определ. условиях это обстоятельство существенно проявляется.

С учётом присутствия в адронах морских К. и глюонов структура адрона уточняется след. образом: каждый образующий адрон валентный К. (антикварк) в действительности окружён как бы облаком из К.-антикварковых пар и глюонов. Такой «облачённый» валентный К. иногда называют в а л о н о м. Размеры облака, окружающего валентный К., $(^1/_3-^1/_5)r_N$ (r_N — размер нуклона). Масса валона соответствует массе К. в статич. пределе.

Отрицат. результаты поисков К. в свободном состоянии, хотя они могут отражать наличие у них очень

большой «свободной» массы, обычно интерпретируются как проявление специфич. особенности взаимодействия К. друг с другом, выражающейся в том, что силы взаимодействия не ослабевают с увеличением расстояния между К. (т. н. удержание К., или удержание цвета). В этих условиях возникновение свободных К. принципиально невозможно, т. к. для этого потребовалась бы бесконечно большая энергия.

В совр. физике микромира К. выступают как предельная ступень дробления адронной материи. Они бесструктурны и по совокупности известных свойств, как и лептоны, хорошо вписываются в представление об истинно элементарных частицах. Так ли это, покажут дальнейшие исследования. Иногда обсуждаются модели, в к-рых К. рассматриваются как сложные объекты, построенные из субкварков, называемых также преонами (первочастицами). Эксперимент пока не даёт никаких указаний на существование преонов.

Лит.: Коккедэ Я., Теория кварков, пер. с англ., М., 1971; Глэшоу Ш., Кварки с цветом и ароматом, пер. с англ., «УФН», 1976, т. 119, с. 715; Окунь Л. Б., Лептоны и кварки, М., 1981; Hendry A. W., Lichtenberg D. B., The quark model, «Repts Progr. Phys.», 1978, v. 41, p. 1707.

А. А. Комар.

КВА́РКОВОГО СЧЁТА ПРА́ВИЛА — определяют скорость степенного падения сечений эксклюзивных *жёстких процессов* взаимодействия частиц с участием адронов с ростом энергии и передачи импульса в зависимости от числа *кварков* и антикварков, составляющих эти адроны.

Для случая двухчастичных реакций ф-лы К. с. п., установленные в 1973 [1], определяют энергетич. зависимость дифференц. сечений рассеяния на большие углы при высоких энергиях $\sqrt{s}$ в системе центра инерции (с. ц. и.) сталкивающихся частиц и фиксированном угле рассеяния ϑ, а также *формфакторов* адронов $F_a(t)$ при больших передачах 4-импульса $|q^2| = -t$:

$$\frac{d\sigma}{dt}(a+b \to c+d) \sim \left(\frac{1}{s}\right)^{n_a+n_b+n_c+n_d-2} f(\vartheta),$$

$$F_a(t) \sim \left(\frac{1}{|t|}\right)^{n_a-1},$$

где n_i — числа элементарных составляющих (кварков, антикварков), участвующих в реакции адронов (i=a, b, c, d), $f(\vartheta)$ — нек-рая ф-ция ϑ. Напр., сечение упругого протон-протонного рассеяния на фиксированный угол падает как s^{-10} (рис. 1).

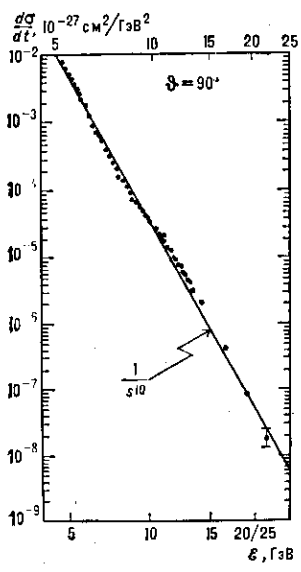


Рис. 1. Зависимость дифференциального сечения $d\sigma/dt$ упругого протон-протонного рассеяния на угол $\vartheta = 90°$ в системе центра инерции от энергии $\mathcal{E}$ налетающего протона в лабораторной системе в сравнении с теоретически предсказанной степенной зависимостью (сплошная линия) [2].

Ф-лы К. с. п. описывают многочисленные эксперим. данные по рассеянию частиц, позволяя непосредственно из опыта извлекать информацию о кварковой структуре адронов и легчайших ядер (см., напр., рис. 1 и 2).

При описании *глубоко неупругих процессов* и *инклюзивных процессов* взаимодействия адронов с адронами в модели *партонов* К. с. п. используются для определения поведения партонных ф-ций распределения по переменной x (части полного импульса адрона, переносимой партоном данного типа, $0 \leqslant x \leqslant 1$):

$$F(x) \sim (1-x)^{2n-3} \text{ при } x \sim 1$$

в зависимости от числа n валентных составляющих адрона [4].

Предсказываемый К. с. п. закон степенного убывания сечения реакции инклюзивного образования адронов с большими поперечными импульсами p_T — т. н. закон p_T^{-4} — является одним из характерных масштабных законов, к-рые указывают на кварковый механизм взаимодействия частиц в области малых пространственно-временны́х расстояний.

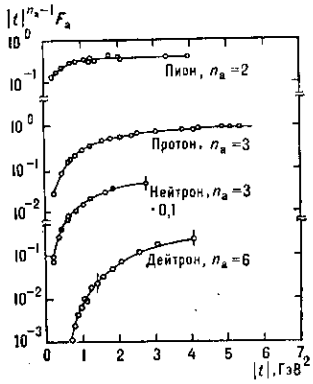


Рис. 2. Электромагнитные формфакторы частиц, отнесённые к теоретическим предсказаниям формулы кваркового счёта, $|t|^{n_a-1} \cdot F_a$. Кривые показывают тенденцию стремления к конечным пределам с ростом передачи импульса при $n_a=2$ для пиона, $n_a=3$ для протона и нейтрона, $n_a=6$ для дейтрона [3]. (На оси ординат сделаны разрывы и сдвиги, чтобы разделить близкие кривые для нейтрона и протона и отделить кривую для пиона.)

Степенные законы, следующие из К. с. п., имеют приближённый характер и не учитывают возможного наличия логарифмич. поправок, на к-рые указывает изучение эффектов *квантовой хромодинамики* в рамках теории возмущений.

Лит.: 1) Matveev V. A., Muradyan R. M., Tavkhelidze A. N., Automodellism in the large-angle elastic scattering and structure of hadrons, «Lettere Nuovo Cim.», 1973, v. 7, p. 719; 2) Brodsky S. J., Chertok B. T., Asymptotic form factors of hadrons and nuclei and the continuity of particle and nuclear dynamics, «Phys. Rev.», 1976, v. D 14, p. 3003; 3) Landshoff P. V., Polkinghorne J. C., Elastic scattering at large momentum transfer, «Phys. Lett.», 1973, v. B 44, p. 293; 4) Brodsky S. J., Farrar G. R., Scaling laws at large transverse momentum, «Phys. Rev. Lett.», 1973, v. 31, p. 1153.

В. А. Матвеев.

КВА́РКОВЫЕ МОДЕ́ЛИ адронов — модели адронов как связанных систем из элементарных составляющих — *кварков* (q). Исторически К. м. возникли вследствие необходимости интерпретировать наблюдаемую систематику адронов. Эксперим. наблюдение дробнозаряж. кварков в *жёстких процессах* (см. *Партоны*) подтвердило, что кварки — физ. объекты, динамически связанные внутри адронов.

В К. м. лёгкие адроны группируются в низшие по размерности мультиплеты группы $SU(3)$-симметрии относительно перестановки цветных дробнозаряж. кварков u, d, s [1, 2]. Иногда обсуждаются также модели, где заряды кварков целочисленные (см., напр., [3]). В К. м. предполагается, что наблюдаемые адроны — бесцветные частицы, а их волновая ф-ция — синглет относительно перестановки цветовых индексов кварков. Двадцати семи трёхкварковым состояниям qqq для бариона ($3 \times 3 \times 3 = 27$) соответствуют мультиплеты группы $SU(3)$ размерности 1, 8, 8, 10, а девяти мезонным состояниям $q\bar{q}$ — мультиплеты размерности 1 и 8. Т. о., в соответствии с данными опыта К. м. предсказывают, что барионы должны группироваться по квантовым числам в синглеты, октеты и декуплеты, а мезоны — в синглеты и октеты. Различие масс адронов, входящих в один мультиплет, обусловлено различием масс u-, d- и s-кварков. Взаимодействие кварков, нарушающее $SU(3)$-симметрию, приводит к смешиванию состояний из мезонного октета и синглета. Такое смешивание позволяет понять свойства векторных и тензорных мезонов φ и f' как систем, состоящих в

основном из странных кварков s и антикварков ($\bar{s}$), и объяснить подавление взаимодействия этих мезонов с адронами, состоящими из u-, d-кварков,— т. н. п р а в и л о Ц в е й г а [Дж. Цвейг (G. Zweig), 1964].

Модель, в к-рой принимается, что почти вся масса адрона сосредоточена в кварках, наз. м о д е л ь ю к о н с т и т у е н т н ы х к в а р к о в. Конкретные реализации этой модели отличаются предположениями о характере взаимодействия между кварками [1—3]. Наблюдаемые свойства адронов удаётся количественно описать, если принять, что силы между кварками зависят в основном от расстояния между ними. При этом волновая ф-ция адрона приобретает дополнит. симметрию относительно перестановки спинов кварков: из $SU(3)$-симметрии адронных состояний возникает унитарная симметрия $SU(6)$. Осн. состояние бариона полностью симметрично относительно перестановки кварков (вместе с их спинами), но антисимметрично относительно перестановки *цветов* кварков. Оно соответствует представлению 56 группы $SU(6)$ и включает октет по группе $SU(3)$ со спин-чётностью $J^P=1/2^+$ (всего 16 состояний, включая спиновые степени свободы) и декуплет $3/2^+$ (всего 40 состояний). На опыте наблюдаются также барионы, группирующиеся в мультиплет 70 группы $SU(6)$: октеты $3/2^-$, $1/2^-$, декуплет $1/2^-$ и синглет $1/2^-$. Для мезонов состояния пары $q\bar{q}$ классифицируются по орбитальному моменту l и спину пары, что позволяет вычислить спин, пространственную чётность и *зарядовую чётность* мезонов. На опыте наблюдаются все псевдоскалярные (0^-) и векторные (1^-) мезоны, принадлежащие мультиплету с $l=0$, а для мезонов с $l=1$ полностью заполнен только мультиплет тензорных мезонов. Согласуются с опытом расчёты магн. моментов мезонов и барионов, соотношения между ширинами полулептонных распадов, между сечениями рассеяния адронов, входящих в один $SU(6)$-мультиплет, между сечениями рассеяния мезонов и барионов. Примером является отношение сечений $\sigma_{pp}/\sigma_{\lambda p}=9/6$ (в pp-рассеянии возможны 9 однократных столкновений кварков, а в λp — только 6). При соответствующем выборе взаимодействия между кварками удаётся количественно описать возбуждённые состояния адронов, их динамич. характеристики типа эл.-магн. *формфакторов*. Ряд проблем, поставленных К. м. адронов ($SU(6)$-симметрия, природа правила Цвейга и др.), удалось понять только с появлением *квантовой хромодинамики* (КХД). Однако не выяснено, совместимы ли с КХД предположения о существовании конституентных кварков и о феноменологич. динамике их взаимодействия. Конституентные кварки качественно отличаются от элементарных кварков (их называют также токовыми кварками), изучаемых в жёстких процессах. Наличие в сильном взаимодействии приближённой *киральной симметрии* — проявление малости массы токовых u-, d-кварков по сравнению с массой конституентного кварка.

Попыткой учесть динамику кварков в духе КХД является м о д е л ь м е ш к о в [3]. В этой модели вводится представление о двух фазах адронного вещества. Первая фаза — вакуум КХД, к-рый содержит конденсат глюонных и кварковых полей (см. *Вакуумный конденсат*, *Правила сумм*). Предполагается, что в вакууме невозможно распространение свободных кварков и глюонов. Вторая фаза соответствует области внутри адрона. Адрон представляется как пузырь, удерживаемый внутр. движением почти свободных кварков и глюонов от схлопывания из-за внеш. давления вакуума. В модели мешков удаётся рассчитать в согласии с опытом статич. характеристики адронов: магн. моменты, массы и т. д. В отличие от модели конституентных кварков, в модели мешков значит. часть массы адрона распределена по его объёму. Модель мешков не является внутренне согласованной: из-за жёсткой формы мешка в ней не соблюдается принцип причинности, не учтено спонтанное нарушение киральной симметрии в КХД.

В целом проблема построения последовательной К. м. не решена. Осн. трудности в построении кварк-глюонной модели адрона обусловлены отсутствием эфф. методов работы с ур-ниями КХД в области сильной связи. Из-за свойства *асимптотической свободы* в КХД наиб. последовательным является описание адронов, содержащих тяжёлые кварки c, b, . . . (см. *Кварконий*).

Лит.: 1) Л е в и н Е. М., Ф р а н к ф у р т Л. Л., Нерелятивистская модель кварков, «УФН», 1968, т. 94, с. 243; 2) К о к к е д э Я., Теория кварков, пер. с англ., М., 1971; 3) К л о у з Ф., Кварки и партоны, пер. с англ., М., 1982.

М. Стрикман, Л. Л. Франкфурт.

КВАРКО́НИЙ — мезон, состоящий из тяжёлого *кварка* и его антикварка.

Интенсивное эксперим. и теоретич. исследование К. началось после обнаружения в 1974 долгоживущей J/ψ-частицы [1] и последующей серии открытий родственных ей частиц с массами в интервале ок. 3—4 ГэВ. Все эти частицы принадлежат семейству, соответствующему уровням чармония [2] — системы, подобной *позитронию* и состоящей из очарованного (charm) кварка c и его антикварка $\bar{c}$. В 1977 было обнаружено семейство *ипсилон-частиц* (Υ) [3]. С этим открытием утвердился новый, ещё более тяжёлый, прелестный (beauty), или красивый, b-кварк. Υ-частицы являются при этом уровнями системы $b\bar{b}$—ипсилония (называемой также боттомонием от др. наименования b-кварка — bottom, т. е. нижний кварк в новом кварковом дублете; см. *Поколения фермионов*).

Для классификации уровней К. принято использовать спектроскопич. обозначения $(n_r+1)^{2S+1}L_J$, где n_r — радиальное квантовое число, J — полный угл. момент системы, составленный из орбитального момента L и спинового S; при этом пространств. чётность $P=(-1)^{L+1}$, *зарядовая чётность* $C=(-1)^{L+S}$. Частицы J/ψ и Υ являются осн. векторными состояниями К. $^3S_1$. На опыте векторные К. наблюдаются как резонансы в e^+e^--аннигиляции, а также в спектрах масс лептонных пар, образованных при адрон-адронных столкновениях. C-чётные состояния: $^1S_0(\eta_c, \eta_c')$ и $^3P_J(\chi_{cJ})$ проявляются в основном в радиац. распадах $^3S_1$-уровней типа:

$$\psi' \longrightarrow \gamma + \eta_c(\eta_c'),\ \psi' \longrightarrow \gamma + \chi_{cJ}(^3P_J),$$
$$\Upsilon' \longrightarrow \gamma + \chi_b(^3P_J),\ \Upsilon'' \longrightarrow \gamma + \chi_{bJ}'(2^3P_J).$$

Информация об уровнях чармония и ипсилония иллюстрируется рисунком. Она весьма обширна (см., напр., [5, 6]), и эта область продолжает интенсивно развиваться. В рамках метода *правил сумм* в *квантовой хромодинамике* [4] возможно количеств. теоретич. описание осн. аспектов физики К. Для описания уровней К. широко используется также нерелятивистская потенц. модель. В этом подходе модельный потенциал взаимодействия, связывающего тяжёлые кварки, строится так, чтобы на малых расстояниях он практически имел кулоновскую форму, а на больших расстояниях продолжал расти, обеспечивая невылетание свободных кварков [5].

Роль К. в физике элементарных частиц чрезвычайно важна, поскольку эта система может служить «пробником» сильного взаимодействия на малых расстояниях. Этот пробник уникален, т. к. он даёт прямую информацию о свойствах глюонных полей (см. *Глюоны*). В частности, распады К. являются источником глюонов, здесь могут быть исследованы их свойства и специфика процесса превращения глюонов в адроны. Кроме того, К.— удобный объект для исследования слабого взаимодействия. Напр., распады К. являются одним из важных источников информации о разл. экзотич. объектах, возникающих в теории,— *Хиггса бозонах*, *аксионах* и т. д. [6].

Существенное влияние на развитие теории может оказать обнаружение и исследование К., построенного из

шестого, пока не открытого кварка t, к-рый предсказывается совр. теорией слабого взаимодействия. С этим К. (топонием) связывают надежды на реализацию «фабрики» глюонов, к-рая позволила бы детально ис-

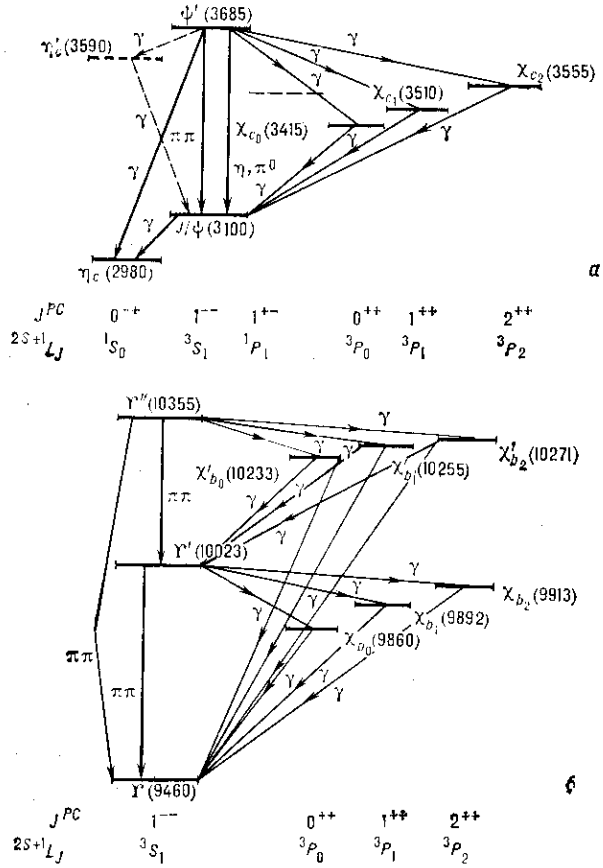


Схема уровней чармония ($а$) и ипсилония ($б$). Сплошные линии соответствуют наблюдённым состояниям и переходам между ними, пунктирные — не установленным твёрдо состояниям (переходам); указаны квантовые числа J^{PC} состояний и значения их масс (в единицах МэВ/$с^2$).

следовать их свойства. Уникальны и возможности изучения свойств слабого взаимодействия в распадах топония.

Лит.: 1) Aubert J. J. и др., Experimental observation of a heavy particle J, «Phys. Rev. Lett.», 1974, v. 33, p. 1404; Augustin J. E. и др., Discovery of a narrow resonance in e+e− annihilation, там же, p. 1406; 2) Appelquist T., Politzer H. D., Heavy quarks and e+e− annihilation, там же, 1975, v. 34, p. 43; De Rújula A., Glashow S. L., Is bound charm found?, там же, p. 46; 3) Herb S. W. и др., Observation of a dimuon resonance at 9.5 GeV in 400 GeV proton—nucleus collisions, там же, 1977, v. 39, p. 252; Innes W. R. и др., Observation of structure in Υ region, там же, p. 1240; 4) Novikov V. A. и др., Charmonium and gluons, «Phys. Repts», 1978, v. C 41, p. 1; 5) Быков А. А., Дремин И. М., Леонидов А. В., Потенциальные модели кваркония, «УФН», 1984, т. 143, в. 1; 6) Хозе В. А., Шифман М. А., Тяжелые кварки, там же, 1983, т. 140, в. 1; Шифман М. А., Очарованные и прелестные частицы, там же, 1987, т. 151, в. 2. *В. А. Хозе.*

КВАРЦ — кристаллич. двуокись кремния SiO_2, один из осн. минералов земной коры. Природные кристаллы К. имеют размеры от песчинок до неск. десятков см, но встречаются кристаллы размером 1 м и более. Промышленно производятся синтетич. кристаллы К.

Осн. кристаллич. модификацией SiO_2, существующей при обычных темп-рах и давлениях, является α-К.; эту модификацию и наз. собственно К. Кристаллич. структура К. образована из кремнекислородных тетраэдров SiO_4: находящийся в центре их катион Si окружён по тетраэдру четырьмя анионами О, а каждый ион О, осуществляя сцепление тетраэдров, связан с двумя ионами кремния (рис. 1). Заряд катионов Si — ок. $+2e$, анионов О — ок. $-1e$; связь между Si и О носит ионноковалентный характер. Параметры элементарной ячейки α-К.: a=0,4903 нм, c=0,5393 нм, точечная группа 32. Для α-К. точечная группа 32 реализуется в атомной структуре в двух энантиоморфных (правой и левой) пространственных группах. Поэтому в природе в равной мере встречаются кристаллы правого и левого К. Тетраэдры SiO_4 вдоль гл. оси c расположены в структуре по винтовой линии, но закрутка винта соответственно правая или левая.

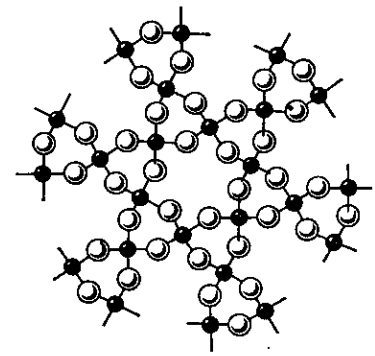


Рис. 1. Структура кварца.

Кристаллы К.— удлинённо-призматические или дипирамидальные с гранями гексагональной призмы и двумя ромбоэдрами. Кристаллы правого и левого К. различаются по расположению граней трапецоэдра и тригональной дипирамиды (рис. 2). Часто К. сдвойникован (см. *Двойникование*) и кажущиеся монокристаллы оказываются тесным срастанием или прорастанием двух индивидов. Сростки левого К. с правым, в к-рых структура одного является зеркальным изображением структуры другого в плоскости, нормальной к оси 2-го порядка, наз. бразильскими двойниками (рис. 3, $а$). Двойники, сложенные из одноимённых левых или правых индивидов, повёрнутых относительно друг друга вокруг вертикальной оси на 180°, наз. дофинейскими (рис. 3, $б$). Они возникают в результате внутр. перестройки кристаллич. структуры при механич. напряжениях, вызванных термич. сжатием или приложением внеш. сил.

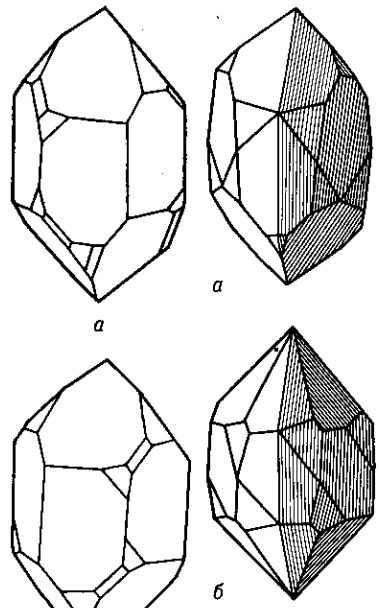


Рис. 3. Двойники кварца: бразильский ($а$) и дофинийский ($б$).

Выше 573 °С α-К. переходит в др. кристаллич. модификацию — β-К. Кристаллы β-К. — гексагональные (точечная группа 62), структура их отличается от α-К. небольшим поворотом и более симметричным расположением тетраэдров SiO_4.

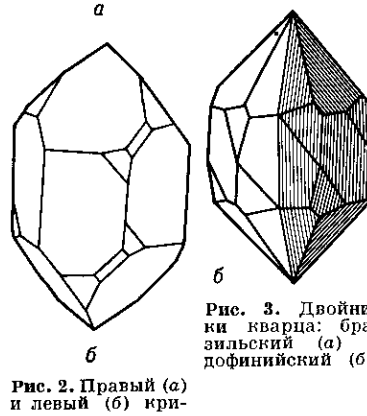


Рис. 2. Правый ($а$) и левый ($б$) кристаллы кварца.

Кроме α- и β-К. известны и др. кристаллич. модификации SiO_2 — в интервале 870—1470 °С устойчив гексагональный тридимит, а выше 1470 °С — кубич. кристаболит. При высоких темп-рах T и давлениях P возникают ещё две модификации — коэсит (при $P\sim$2ГПа, $T\sim$1000 °С) и наиб. плотная — стишовит ($P\sim$ ~10 ГПа, $T\sim$1500 °С).

Чистый кристалл К. бесцветен; ничтожные посторонние примеси вызывают разнообразную окраску К.; наиболее обычны бесцветные, молочно-белые или серые К. Прозрачные или полупрозрачные красиво окрашенные кристаллы наз. особо: бесцветные, прозрачные — горный хрусталь; фиолетовые — аметист; дымчатые — раухтопаз; чёрные — марион; золотисто-жёлтые — цитрин; добавка Co в синтетич. К. даёт красивую голубую окраску. Твёрдость К. по минералогич. шкале 7; плотн. 2650 кг/м^3. Плавится при темп-ре 1710 °С и застывает при охлаждении в т. н. кварцевое стекло, в к-ром тетраэдры SiO_4 сцеплены беспорядочно. Плавленный кварц — хороший изолятор; сопротивление кубика с ребром в 1 см при 18 °С равно $5\cdot10^{18}$ Ом/см, коэф. линейного расширения $0{,}57\cdot10^{-6}$ см/град.

К.—оптически одноосный, положительный (см. *Кристаллооптика*). Показатели преломления для дневного света с длиной волны $\lambda=589{,}3$ нм: $n_e=1{,}553$; $n_o=1{,}544$. Неокрашенный К. прозрачен для УФ- и частично ИК-лучей. При пропускании плоскополяризованного луча по направлению оптич. оси левые и правые кристаллы К. вращают плоскость поляризации в противоположные стороны. Значение угла вращения (на толщину пластинки в 1 мм) меняется в зависимости от λ и составляет для $\lambda=589$ нм — 21,7°.

Оптич. свойства К. обусловили широкое применение его в оптич. приборостроении — из него делают призмы для спектрографов, монохроматоров, пластинки для вращения плоскости поляризации, линзы для УФ-оптики и т. п.

Отсутствие плоскостей и центра симметрии у кристаллов К. обусловливает наличие пьезоэлектрич. и пироэлектрич. свойств (см. *Пьезоэлектричество*). Значения диэлектрич. проницаемости ε_{ij}, пьезоэлектрич. модуля d_{ij} и упругих коэф. S_{ij} при комнатной темп-ре следующие: $\varepsilon_{11}=4{,}58$; $\varepsilon_{33}=4{,}70$; $d_{11}=-6{,}76\cdot10^{-8}$; $d_{14}=2{,}56\times\times10^{-8}$; $S_{11}=1{,}279$; $S_{12}=-0{,}159$; $S_{13}=-0{,}110$; $S_{14}=-0{,}446$; $S_{33}=0{,}956$; $S_{44}=1{,}978$.

Монокристаллы синтетич. К. выращивают из водных щелочных растворов SiO_2 при давлениях 40—200 МПа и темп-рах ~360 °С. Кристаллы синтетич. К. обладают стабильными пьезоэлектрич. свойствами, радиац. устойчивостью, высокой оптич. однородностью и др. ценными техн. свойствами. Кристаллич. элементы из К. находят широчайшее применение в радиотехнике и электронике — это пьезоэлектрич. стабилизаторы частоты (в т. ч. в кварцевых часах), фильтры, резонаторы, пьезодатчики, пьезопластинки в УЗ-установках и т. д. В техн. химии, в технологии кристаллизации и др. широко используются тигли, сосуды и др. изделия из плавленного К.

Лит.: Современная кристаллография, т. 2, М., 1979.

Б. К. Вайнштейн.

КВАРЦЕВЫЙ ГЕНЕРАТОР — автогенератор эл.-магн. колебаний с колебат. системой, в состав к-рой входит кварцевый резонатор. Предназначен для получения колебаний с высокой стабильностью частоты.

Принцип построения электрич. схемы К. г. и его действия такие же, как и у обычных *генераторов электромагнитных колебаний*. Параметры колебат. системы выбирают так, чтобы бóльшая часть энергии была сосредоточена в кварцевом резонаторе. В этом случае генерируемая частота определяется гл. обр. высокостабильной собств. частотой кварцевого резонатора, к-рый является объёмной механич. колебат. системой, выполненной в виде пластины, кольца или бруска, вырезанных определённым образом из кристалла кварца. Такой *пьезоэлектрический резонатор* обладает очень малыми потерями энергии при колебаниях и высокой добротностью $\sim10^4\div10^5$. Кварцевый резонатор механически очень прочен, химически стоек, нечувствителен к влажности, его собств. частота мало зависит от темп-ры. Кроме того, кварцевый резонатор имеет малые размеры, что облегчает его защиту от внеш. воздействий.

К. г. обычно изготавливают на частоты от неск. кГц до 10—15 МГц; используя более сложные схемы, получают колебания на частотах до 100 МГц. К. г. имеют относит. уход частоты для небольших промежутков времени $\sim10^{-5}$, в то время как для лучших генераторов без кварца $\sim10^{-4}$. Тщательно выполненные К. г. с кварцевым резонатором, находящимся в вакууме при пост. температуре, позволяют получать уход частоты до 10^{-10} за сутки. Мощность К. г. не превышает обычно неск. Вт.

Лит.: Радиопередающие устройства, М., 1982.

М. Н. Андреевский.

КВАТЕРНИО́НЫ — элементы множества $\mathbb{H}$, представимые в виде $q=\alpha_0 1+\alpha_1 i+\alpha_2 j+\alpha_3 k=(\alpha_0+\alpha_1 i)+(\alpha_2+\alpha_3 i)j$. Здесь $\alpha_0, \ldots, \alpha_3$ — веществ. числа, а $(1, i, j, k)$ — образующие базиса в $\mathbb{H}$, удовлетворяющие соотношениям:

$$1i=i,\ 1j=j,\ 1k=k,\ 1^2=1,\ i^2=j^2=k^2=-1,$$
$$ij=-ji=k,\ ki=-ik=j,\ jk=-kj=i. \qquad (1)$$

Обозначения принадлежат У. Гамильтону (W. R. Hamilton), открывшему К. в 1843. В его честь для обозначения множества всех К. употребляется буква $\mathbb{H}$. Соотношение (1) можно записать в более компактной форме: пусть $e_0,\ e_1,\ e_2,\ e_3$ — образующие, тогда

$$e_0^2=1,\ e_i^2=-1,\ e_ie_j=\varepsilon_{ijk}e_k\ (i,j=1,2,3) \qquad (1')$$

(ε_{ijk} — Леви-Чивиты символ).

Умножение К. q на скаляр α и сложение К. определяются так же, как и для обычных векторов. Можно ввести произведение двух К. $q=\alpha_ie_i$ и $q'=\beta_ie_i$ ф-лой $qq'=\sum_{i,j}\alpha_i\beta_je_ie_j$ (иногда выделяют скалярную и векторную части К.: $q=\alpha_0+V$, тогда умножение векторных частей определяется ф-лой $V_1V_2=-(V_1V_2)+[V_1V_2]$). Тем самым множество $\mathbb{H}$ превращается в алгебру (алгебру кватернионов). Из соотношений (1) следует, что $\mathbb{H}$ — некоммутативная, но ассоциативная алгебра. Алгебра $\mathbb{H}$ содержит в виде подалгебры поле веществ. чисел $\mathbb{R}=\{\alpha e_0\}$ и поле комплексных чисел $\mathbb{C}=\{\alpha e_0+\beta e_1\}$.

Алгебра $\mathbb{H}$ допускает изоморфное матричное представление с помощью *Паули матриц*:

$$e_0=\begin{pmatrix}1&0\\0&1\end{pmatrix},\ e_1=i\begin{pmatrix}0&1\\1&0\end{pmatrix},\ e_2=i\begin{pmatrix}0&i\\-i&0\end{pmatrix},\ e_3=i\begin{pmatrix}1&0\\0&-1\end{pmatrix}$$

(здесь $i=\sqrt{-1}$).

Для каждого К. $q=\alpha_0e_0+\alpha_1e_1+\alpha_2e_2+\alpha_3e_3$ определён сопряжённый К. $\bar q=\alpha_0e_0-\alpha_1e_1-\alpha_2e_2-\alpha_3e_3$ и норма $N(q)=q\bar q=\bar qq=\alpha_0^2+\alpha_1^2+\alpha_2^2+\alpha_3^2=|q|^2$. Обратным кватернионом является $q^{-1}=\bar q/|q|^2$. Каждый ненулевой К. имеет обратный. Алгебра с таким свойством называется алгеброй с делением. Алгебра $\mathbb{H}$ (наряду с полями $\mathbb{R}$ и $\mathbb{C}$) является единств. ассоциативной алгеброй с делением (теорема Фробениуса). Список алгебр с делением замыкает алгебра октонионов (октав, чисел Кэли) — 8-мерная алгебра, в к-рой нарушена ассоциативность произведения. Наряду с веществ. и комплексными числами в разл. вопросах теории представлений групп, топологии и физики можно использовать К. Вращение трёхмерного пространства можно задать при помощи К. с нормой 1 (аналогично тому, как вращение плоскости задаётся комплексным числом с модулем 1).

Лит.: Дубровин Б. А., Новиков С. П., Фоменко А. Т., Современная геометрия, 2 изд., М., 1986; Казанова Г., Векторная алгебра, пер. с англ., М., 1979.

М. И. Монастырский.

КЕ́ЛДЫША—ФРА́НЦА ЭФФЕ́КТ. При приложении электрич. поля к освещаемому полупроводнику в области его прозрачности (т. е. при энергии фотона $\hbar\omega$ меньше ширины запрещённой зоны $\mathcal{E}_g$ *полупроводника*) наблюдается поглощение света, а в области $\hbar\omega>\mathcal{E}_g$ возникают осцилляции коэф. поглощения (и отражения) как ф-ции приложенного поля E и частоты света ω.

К.—Ф. э. теоретически предсказан в 1958 независимо В. Франценом [1] и Л. В. Келдышем [2]. К.—Ф. э. используется для исследования зонной структуры полупроводников и измерения поля E в приповерхностной структуре полупроводников [3, 4].

Для невырожденных изотропных параболич. энергетич. зон (см. *Зонная теория*) коэф. поглощения света α в электрич. поле E в случае прямых разрешённых переходов определяется выражением:

$$\alpha \propto (2m^*)^{3/2}\theta^{1/2}\left\{\left[\mathrm{Ai}'\left(\frac{\mathcal{E}_g-\hbar\omega}{\theta}\right)\right]^2+\frac{\mathcal{E}_g-\hbar\omega}{\theta}\times\right.$$
$$\left.\times\left[\mathrm{Ai}\left(\frac{\mathcal{E}_g-\hbar\omega}{\theta}\right)\right]^2\right\}. \qquad (1)$$

Здесь $\theta=(\hbar eE)^{2/3}/(2m^*)^{1/3}$; $m^{*-1}=m_э^{-1}+m_д^{-1}$; $m_э$ — *эффективная масса* электрона проводимости, $m_д$ — дырки, Ai — функция Эйри. При $\hbar\omega<\mathcal{E}_g$ и $\mathcal{E}_g-\hbar\omega\gg\theta$:

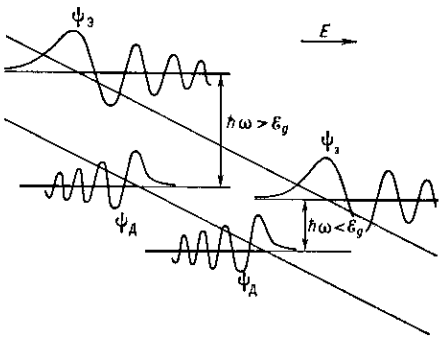
$$\alpha \propto \frac{e\hbar E}{m^*(\mathcal{E}_g-\hbar\omega)}\exp\left[-\frac{4\sqrt{2m^*}(\mathcal{E}_g-\hbar\omega)^{3/2}}{3\hbar eE}\right]. \qquad (2)$$

Из (2) видно, что $\alpha\neq0$ и поглощение экспоненциально спадает с увеличением параметра $(\mathcal{E}_g-\hbar\omega)/\theta$ (т. к. при больших положит. аргументах Ai экспоненциально затухает).

При $\hbar\omega>\mathcal{E}_g$ и $\hbar\omega-\mathcal{E}_g\gg\theta$, т. е. в области больших отрицат. аргументов, ф-ция Ai и, следовательно, α имеют осциллирующий характер:

$$\alpha\propto(2m^*)^{3/2}\left\{(\hbar\omega-\mathcal{E}_g)^{1/2}-\frac{\hbar eE}{4\sqrt{2m^*}(\hbar\omega-\mathcal{E}_g)}\times\right.$$
$$\left.\times\cos\left[\frac{4\sqrt{2m^*}(\hbar\omega-\mathcal{E}_g)^{3/2}}{3\hbar eE}\right]\right\}. \qquad (3)$$

Первое слагаемое в (3) соответствует поглощению в отсутствие поля ($E=0$), второе описывает келдыш—франценовские осцилляции, затухающие с ростом $\hbar\omega$.



Волновые функции электрона $\psi_э$ и дырки $\psi_д$ в электрическом поле E в области $\hbar\omega>\mathcal{E}_g$ (осцилляции α) и под барьером $\hbar\omega<\mathcal{E}_g$ (экспоненциально затухающие «хвосты»); наклонные линии — края запрещённой зоны в поле E.

Ф-лы (2, 3) имеют простой физ. смысл. В электрич. поле энергетич. зоны наклоняются (рис.). Если суммарная энергия электрона и дырки, равная $\hbar\omega$, больше $\mathcal{E}_g$, то в этом случае волновые ф-ции электрона $\psi_э$ и дырки $\psi_д$ перекрываются; коэф. поглощения α велик, а его осцилляции объясняются интерференцией падающей и отражённой от потенц. барьера (обусловленного полем E) электронных волн. Интерференц. картина частично сглаживается после усреднения по направлениям движения. При суммарной энергии $\hbar\omega<\mathcal{E}_g$ классически доступные области для электрона и дырки пространственно разделены, однако их волновые ф-ции $\psi_э$ и $\psi_д$ всё же перекрываются своими экспоненциальными «хвостами» под барьером. Т. о., в электрич. поле поглощение при $\hbar\omega<\mathcal{E}_g$ пропорц. вероятности туннелирования электрона и дырки под барьером.

В реальных кристаллах энергетич. зоны могут быть анизотропны и вырождены. В этом случае при $\hbar\omega<\mathcal{E}_g$ возникает зависимость коэф. поглощения α от поляризации света. При $\hbar\omega>\mathcal{E}_g$ в (3) появляются два осциллирующих слагаемых (отвечающие тяжёлым и лёгким дыркам), каждое со своей поляризац. зависимостью; возникают биения.

Кулоновское притяжение электрона и дырки (экситонный эффект) при $\hbar\omega<\mathcal{E}_g$ увеличивает α на 3 порядка как за счёт понижения потенц. барьера кулоновским полем, так и за счёт увеличения вероятности нахождения электрона и дырки в одной точке. При $\hbar\omega>\mathcal{E}_g$ кулоновское притяжение также сильно увеличивает поглощение, изменяет период и фазу осцилляций, но не влияет на их относит. амплитуду.

Наиб. ярко К.—Ф. э. проявляется в спектрах электроотражения, где при $\hbar\omega>\mathcal{E}_g$ также возникают осцилляции, аналогичные (3). В Ge наблюдалось ок. 10 осцилляций электроотражения, что позволило идентифицировать вклады лёгких и тяжёлых дырок, а также выделить эффекты непараболичности зон.

Лит.: 1) Franz W., Einfluss eines elektrischen Feldes auf eine optische Absorptionskante, «Z. Naturforsch.», 1958, Bd 13A, S. 484; Келдыш Л. В., О влиянии сильного электрического поля на оптические характеристики непроводящих кристаллов, «ЖЭТФ», 1958, т. 34, с. 1138; 2) Кардона М., Модуляционная спектроскопия, пер. с англ., М., 1972; 3) Аронов А. Г., Иоселевич А. С., Электрооптика экситонов, в кн.: Экситоны, под ред. Э. И. Рашба, М. Д. Стерджа, М., 1985.

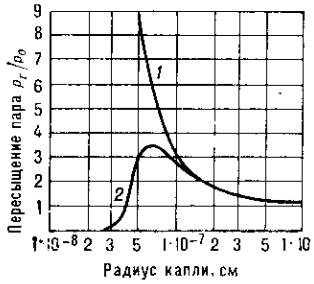
А. С. Иоселевич.

КЕ́ЛЬВИН (К) — единица термодинамич. темп-ры, одна из основных в СИ; К. равен 1/273,16 части термодинамич. темп-ры тройной точки воды. Названа в честь У. Томсона (лорда Кельвина; W. Thomson, Lord Kelvin). До 1968 именовалась градус Кельвина (°К). Применяется как единица *Международной практической температурной шкалы*, 1 К = 1 °С.

КЕ́ЛЬВИНА УРАВНЕ́НИЕ — зависимость давления насыщ. пара (или растворимости твёрдых тел) от кривизны поверхности раздела двух сосуществующих фаз (т. е. от размера малых капелек жидкости, пузырьков, кристалликов). При данной темп-ре T в равновесных условиях

$$\frac{p}{p_0}=\exp\left(\frac{2\sigma V}{rRT}\right)=\frac{c}{c_0},$$

где r — ср. радиус кривизны поверхности раздела фаз, p — давление насыщ. пара над сферич. поверхностью, p_0 — давление насыщ. пара над плоской поверхностью в тех же условиях (c и c_0 — соответственно растворимости), σ — межфазное поверхностное натяжение, V — молярный объём конденсированной фазы, R — универсальная газовая постоянная. Величина $2\sigma/r$ наз. *капиллярным давлением*. В случае выпуклых поверхностей (капли, кристаллы) $r>0$, в случае вогнутых поверхностей (пузырьки) $r<0$.



Равновесное насыщение пара у поверхности капель воды с разными r: *1* — для незаряженных капель; *2* — для капель с единичным зарядом.

К. у. впервые выведено У. Томсоном (лордом Кельвином) в 1871 из условия равенства *химических потенциалов* в смежных фазах, находящихся в термодинамич. равновесии. Из К. у. следует, что давление над частицами малых размеров повышено, а в малых пузырьках или над вогнутой поверхностью понижено по сравнению с давлением насыщ. пара над плоской поверхностью. Соответственно растворимость малых капелек или кристаллов выше растворимости крупных капель или кристаллов. Пересыщение $(p-p_0)/p_0$ становится заметным лишь для очень малых частиц (рис.).

Для заряж. поверхностей в показатель экспоненты К. у. входит поправочный член к капиллярному давлению $2\sigma/r$, равный $e^2/8\varepsilon\pi r^4$, где e — заряд капли или пузырька, ε — диэлектрич. проницаемость жидкости. Этот член становится существенным при $(p/p_0)>2$, а при ещё бо́льших пересыщениях — преобладающим.

Из К. у. вытекают важные следствия, имеющие большое значение в процессах образования новой фазы (напр., в аэрозолях и дисперсных системах). Так, малые капли или кристаллики неустойчивы по сравнению с более крупными, т. к. происходит перенос вещества от мелких капель и кристаллов к более крупным (изотермич. перегонка). Вторым следствием является *капиллярная конденсация*. В результате К. у. происходит также задержка в образовании устойчивых зародышей новой фазы из метастабильного состояния при возникновении капелек или кристаллов из пересыщ. пара или раствора, а также кристалликов из переохлаждённого расплава при его отвердевании. Зародыши новой фазы данного размера не возникают, пока не достигнуто пересыщение, определяемое К. у. *П. А. Ребиндер.*

КЕ́ЛЬВИНА ШКАЛА́ — часто применяемое наименование термодинамич. *температурной шкалы*. Названа в честь лорда Кельвина (У. Томсона), предложившего (1848) принцип построения температурной шкалы на основе *второго начала термодинамики*. В К. ш. за начало отсчёта принят абс. нуль темп-р (—273,15 °С), единица отсчёта — 1 Кельвин (К); 1 К=1 °С.

КЕ́ПЛЕРА ЗАКО́НЫ — эмпирич. законы, описывающие движение планет вокруг Солнца. Установлены И. Кеплером (J. Kepler) в нач. 17 в. на основе наблюдений положений планет относительно звёзд.

Первый К. з. Все планеты движутся по эллипсам, в одном из фокусов к-рых находится Солнце.

Второй К. з. Площади, описываемые радиусами-векторами планет, пропорциональны времени.

Третий К. з. Квадраты периодов обращений относятся как кубы их ср. расстояний от Солнца.

Первые два К. з. были опубликованы в 1609, третий — в 1619. К. з. сыграли важную роль в установлении И. Ньютоном закона всемирного тяготения. Решение задачи о движении материальной точки, взаимодействующей по этому закону с неподвижной центр. точкой (невозмущённое кеплеровское движение), приводит к формулировке обобщённых К. з.

1. В невозмущённом движении орбита движущейся точки есть кривая второго порядка, в одном из фокусов к-рой находится центр силы притяжения.

2. В невозмущённом движении площадь, описываемая радиусом-вектором точки, изменяется пропорц. времени.

3. В невозмущённом эллиптич. движении двух точек произведения квадратов времён обращений на суммы масс центральной и движущейся точек относится как кубы больших полуосей их орбит:

$$\frac{T_1^2}{T_2^2}\,\frac{m_0+m_1}{m_0+m_2}=\frac{a_1^3}{a_2^3},$$

где T_1 и T_2 — периоды обращения точек с массами m_1 и m_2, движущихся вокруг центр. точки с массой m_0 по эллипсам с большими полуосями a_1 и a_2 соответственно. Третий закон, в частности, позволяет приближённо определять массы планет, обладающих спутниками. Пусть спутник с массой m_2 обращается по эллипсу с большой полуосью a_2 вокруг планеты с массой m_1, к-рая, в свою очередь, движется вокруг Солнца по эллиптич. орбите с большой полуосью a_1. Тогда если из наблюдений известны значения a_1 и a_2, а также величины периодов обращений планеты вокруг Солнца (T_1) и спутника вокруг планеты (T_2), то при условии $m_1\gg m_2$ из третьего закона можно определить величину m_1 в единицах массы Солнца m_0:

$$1+\frac{m_0}{m_1}=\left(\frac{T_2}{T_1}\right)^2\left(\frac{a_1}{a_2}\right)^3.$$

Лит.: Дубошин Г. Н., Небесная механика, 2 изд., М., 1978.

И. А. Герасимов.

КЕ́РМА (сокр. англ. kinetic energy released in matter — кинетич. энергия, освобождённая в веществе) — сумма нач. кинетич. энергий всех заряж. частиц, образуемых нейтронами, рентгеновскими и γ-квантами в единице массы облучаемого вещества в результате взаимодействия с веществом. К. измеряется в *грэях* (СИ) или в *радах*. К.— мера энергии, переданной излучением заряж. частицам в данной точке облучаемого объёма. Т. к. частицы теряют энергию на длине пробега, то пространств. распределение поглощённой *дозы* излучения в веществе отличается от распределения К., и тем больше, чем больше пробеги частиц. Приращение К. в единицу времени наз. мощностью К.

Лит. см. при ст. *Дозиметрия.*

КЕ́РРА ПРОСТРА́НСТВО-ВРЕ́МЯ — четырёхмерное стационарное аксиально-симметричное асимптотически плоское пространство-время. Его метрика является точным решением ур-ний Эйнштейна общей теории относительности (ОТО) в вакууме (*Риччи тензор* $R_{ik}=0$). Впервые найдено Р. Керром (R. Kerr) в 1963. Квадрат его четырёхмерного интервала в представлении Бойера — Линдквиста (R. H. Boyer, R. W. Lindquist) равен:

$$ds^2=\frac{\rho^2\Delta}{A}\,dt^2-\frac{A\sin^2\vartheta}{\rho^2}\,(d\varphi-\Omega\,dt)^2-\frac{\rho^2}{\Delta}\,dr^2-\rho^2\,d\vartheta^2;$$
$$\rho^2=r^2+a^2\cos^2\vartheta,\ \Delta=r^2-2Mr+a^2, \qquad (*)$$
$$A=(r^2+a^2)^2-a^2\Delta\sin^2\vartheta,\ \Omega=2aMr/A$$

(используется система единиц, в к-рой $c=1$ и гравитац. постоянная $G=1$). Здесь t — время удалённого наблюдателя, r, ϑ, φ — пространств. координаты (аналогичные сферич. координатам в плоском пространстве), a и M — постоянные, являющиеся произвольными параметрами решения.

Полное К. п.-в. имеет физ. смысл при $a^2\leqslant M^2$, и тогда оно описывает гравитац. поле вращающейся (в направлении φ) чёрной дыры (ЧД) с массой M, угл. моментом $J=Ma$ и нулевым электрич. зарядом (при $a^2>M^2$ часть К. п.-в., соответствующая достаточно большим значениям r, может описывать внеш. гравитац. поле вращающихся тел с такими же значениями массы и угл. момента). Обобщение К. п.-в. на случай ненулевого электрич. заряда наз. пространством-временем Керра — Ньюмена (E. Newman). Если $J=a=0$, то К. п.-в. переходит в *Шварцшильда пространство-время*; при $M=0$, $a\neq0$ (*) есть квадрат интервала *Минковского пространства-времени*, записанного в сплюснутых сфероидальных координатах.

При $a^2\leqslant M^2$ К. п.-в. обладает *горизонтом событий*, лежащим на поверхности $r=r_+=M+\sqrt{M^2-a^2}$ (r_+ — больший корень ур-ния $\Delta=0$). Его свойства аналогичны свойствам горизонта событий в пространстве-времени Шварцшильда. *Кривизны тензор* Римана в К. п.-в. конечен и регулярен при $r\neq0$. Можно доказать, что К. п.-в. с $a^2\leqslant M^2$ является единственным стационарным аксиально-симметричным вакуумным асимптотически-плоским решением ур-ний ОТО, не имеющим особенностей вне горизонта событий и на нём.

Др. важная поверхность в К. п.-в.— поверхность бесконечного гравитационного *красного смещения* покоящегося источника (с точки зрения удалённого наблюдателя):

$$g_{00}=1-\frac{2Mr}{\rho^2}=0,\ r=M+\sqrt{M^2-a^2\cos^2\vartheta}$$

(g_{00} — 00 компонента метрич. тензора). Она лежит вне горизонта событий, касаясь его на полюсах $\vartheta=0$, π. Область между этой поверхностью и горизонтом событий наз. *эргосферой* вращающейся ЧД. Внутри эргосферы никакое физ. тело не может покоиться относительно удалённого наблюдателя; оно должно обращаться вокруг ЧД в направлении её собств. вращения. Гравитац. энергия связи тел, движущихся в К. п.-в. по

устойчивым круговым орбитам в экваториальной плоскости, может достигать 42% от энергии покоя тела (при $a \to M$ и радиусе орбиты $r \to r_+$). При нестационарном движении физ. объектов внутри эргосферы их полная энергия, измеренная относительно удалённого наблюдателя, может быть отрицательной; это даёт возможность отнимать от ЧД её вращат. энергию посредством разл. физ. процессов [процесса Пенроуза (R. Penrose, 1969), эффекта суперрадиации—усиления эл.-магн. и гравитац. волн при рассеянии на вращающейся ЧД, аккреции замагнич. плазмы и т. д.]. В ходе этих процессов вращение ЧД замедляется, её эргосфера сжимается, но площадь поверхности горизонта событий $S_H = 4\pi\,(r_+^2 + a^2)$ всегда возрастает. Вращающаяся сверхмассивная ($M \sim 10^6\,M_\odot$) ЧД, окружённая замагнич. плазмой, может быть сверхмощным источником энергии, и поэтому её используют для построения теоретич. моделей активных ядер галактик и *квазаров*.

К. п.-в. под горизонтом событий (при $r < r_+$; в области, невидимой для удалённого наблюдателя) нестационарно и имеет истинную сингулярность на кольце $r=0$, $\vartheta = \pi/2$, где тензор кривизны Римана расходится. Вблизи этого кольца в К. п.-в. существуют замкнутые времениподобные линии. Однако часть К. п.-в. внутри поверхности $r = r_- = M - \sqrt{M^2 - a^2}$ (r_- — меньший корень ур-ния $\Delta = 0$) является нефизической, т. к. эта поверхность образует *Коши горизонт* в К. п.-в., к-рый неустойчив как по отношению к малым нестационарным гравитац. возмущениям, так и вследствие квантового эффекта рождения пар элементарных частиц гравитац. полем ЧД (см. *Чёрные дыры*, *Квантовая теория гравитации*). Поэтому можно полагать, что внутри реальных вращающихся ЧД, возникающих в результате коллапса первоначально регулярного распределения вещества, пространство-время перестраивается т. о., что горизонт Коши и замкнутые времениподобные линии не образуются, а структура пространства-времени оказывается подобной структуре пространства-времени Шварцшильда под горизонтом событий.

Лит.: Новиков И. Д., Фролов В. П., Физика чёрных дыр, М., 1986; Дымникова И. Г., Движение частиц и фотонов в гравитационном поле вращающегося тела, «УФН», 1986, т. 148, с. 393.

А. А. Старобинский.

КЕ́РРА ЭФФЕ́КТ — название трёх явлений, два из к-рых (I и III) были открыты Дж. Керром (J. Kerr) в 1875 (эл.-оптич. К. э.) и в 1876 (магн.-оптич. К. э.); после появления лазеров в сильных оптич. полях был замечен эффект, аналогичный эл.-оптич. К. э., к-рый назвали оптич. К. э.

Электрооптический К. э.— квадратичный электрооптич. эффект, возникновение *двойного лучепреломления* в оптически изотропных веществах (газах, жидкостях, кристаллах с центром симметрии, стёклах) под действием внеш. однородного электрич. поля. Оптически изотропная среда, помещённая в электрич. поле, становится анизотропной, приобретает свойства одноосного кристалла (см. *Кристаллооптика*), оптич. ось к-рого направлена вдоль поля.

Регистрируется К. э. обычно по возникновению эллиптичности в проходящем через среду линейно поляризованном световом пучке. Между скрещенными поляризатором ($П$) (рис. 1) и анализатором ($А$) располагается Керра ячейка — плоский конденсатор, заполненный прозрачным изотропным веществом. Плоскость поляризации падающего на ячейку излучения составляет угол 45° с направлением поля. В отсутствие поля свет не проходит через анализатор. Индуцируемая электрич. полем оптич. анизотропия среды приводит к различию показателей преломления n_e и n_o необыкновенной и обыкновенной компонент пучка, поляризованных соответственно вдоль и поперёк поля. Имея разные скорости, эти компоненты по мере распространения через среду приобретают разность фаз и, складываясь на выходе из среды (см. *Интерференция поляризованных лучей*), образуют эллиптически поляризованный свет, к-рый частично проходит через анализатор. О величине эффекта можно судить по интенсивности прошедшего через анализатор света, регистрируемой фотоприёмником *ФП*. Вводя *компенсатор оптический* перед анализатором, можно измерить разность фаз между обоими лучами и т. о. найти разность $n_e - n_o$. Величина фазового сдвига δ, индуцируемого электрич. полем при К. э., определяется выражением: $\delta = (2\pi/\lambda) l\,(n_e - n_o) = 2\pi B l E^2$. Здесь l — длина образца, E — напряжённость электрич. поля, λ — длина волны света в вакууме, B — постоянная Керра. Постоянной Керра иногда также наз. величину $K = B\lambda/n$ (n — показатель преломления вещества в отсутствие поля), к-рая численно равна относит. разности показателей преломления $(n_e - n_o)/n$ во внеш. электрич. поле единичной напряжённости. Постоянная Керра обладает дисперсией (обычно увеличивается при уменьшении λ), может быть положительной и отрицательной, зависит от агрегатного состояния вещества, температуры и структуры молекул. Значения постоянных Керра для нек-рых газов и жидкостей приведены в табл.

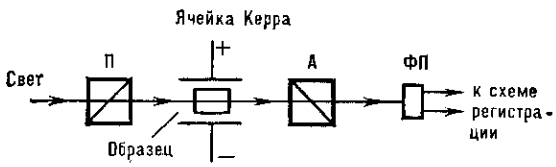


Рис. 1. Схема наблюдения электрооптического эффекта Керра.

Значения постоянных Керра некоторых газов и жидкостей ($\lambda = 589$ нм)

Вещество	Темп-ра, °С	B (СГСЭ)	Вещество	Темп-ра, °С	B (СГСЭ)
нитробензол	20	$2{,}2 \cdot 10^{-5}$	этиловый спирт	18	$9{,}2 \cdot 10^{-10}$
нитротолуол	»	$1{,}2 \cdot 10^{-5}$	ацетон	83	$5{,}4 \cdot 10^{-10}$
хлорбензол	»	$1{,}0 \cdot 10^{-6}$	сероуглерод	57	$3{,}6 \cdot 10^{-10}$
вода	»	$4{,}7 \cdot 10^{-7}$	этиловый эфир	63	$-0{,}66 \cdot 10^{-10}$
сероуглерод	»	$3{,}2 \cdot 10^{-7}$	этиленовый спирт	20	$-1{,}7 \cdot 10^{-10}$
бензол	»	$6{,}0 \cdot 10^{-8}$			
хлороформ	»	$-3{,}5 \cdot 10^{-8}$			

Количеств. теория К. э. была дана П. Ланжевеном в 1910 для недипольных (неполярных) молекул и обобщена М. Борном в 1918 на случай дипольных (полярных) молекул. К. э. объясняется анизотропией *поляризуемости* молекул. Хаотич. расположение анизотропных молекул обусловливает макроскопич. изотропность среды в отсутствие поля. Внеш. электрич. поле индуцирует в молекуле дипольный момент, пропорциональный полю, но не совпадающий с ним по направлению из-за анизотропии поляризуемости молекулы. При взаимодействии пост. поля с индуцированным диполем возникает момент сил, стремящийся развернуть молекулу так, чтобы направление её макс. поляризуемости совпало с направлением поля. Ориентирующее действие поля и дезориентирующее действие теплового движения молекул приводят к установлению при заданной темп-ре определенной степени ориентации молекул, определяющей анизотропию оптич. свойств среды, т. е. величину К. э. Теория Ланжевена предсказывала положит. знак постоянной Керра для произвольного вида тензора поляризуемости молекулы. Борн теоретически описал К. э. для дипольных молекул, когда ориентирующее действие электрич. поля обусловлено его взаимодействием с пост. моментами молекул, направление к-рых не совпадает с направлением макс. оптич. поляризуемости. Вследствие этого постоянная Керра может быть как положительной, так и отрицательной (если на-

правление макс. поляризуемости перпендикулярно направлению пост. момента).

Вышеупомянутый ориентационный механизм установления оптич. анизотропии среды применим к газам и в меньшей степени к жидкостям, где значит. роль начинают играть неучтённые в теории межмолекулярные взаимодействия. В случае сферически-симметричных молекул, а также в твёрдых телах, где ориентац. степени свободы молекул «заморожены», К. э. носит чисто поляризац. характер. Действие поляризационного механизма сводится к тому, что исходно оптически изотропная молекула, поляризованная внеш. электрич. полем, обнаруживает различия в оптич. поляризуемостях в направлениях вдоль и поперёк поля. Фактически это уже нелинейный эффект взаимодействия поля с веществом (см. *Нелинейная поляризация*).

Строгое теоретич. рассмотрение К. э. может быть проведено лишь в рамках квантовой механики, согласно к-рой действие электрич. поля на среду сводится к изменению энергий и волновых ф-ций квантовых состояний, ответственных за её оптич. свойства. К. э. обладает чрезвычайно малой инерционностью: время релаксации $\sim 10^{-11}$—10^{-12} с. Это нашло широкое применение при создании быстродействующих *оптических затворов* и *модуляторов света*, необходимых для лазерной техники и скоростной фотографии.

В твёрдых телах (кристаллах и стёклах) наряду с истинным К. э., обусловленным электрич. поляризацией диэлектрика, может наблюдаться также квадратичный эл.-оптич. эффект, связанный с деформацией среды вследствие *электрострикции*. Этот ложный К. э. можно отличить от истинного по значительно бо́льшим временам релаксации.

Энергия взаимодействия анизотропной молекулы с электрич. полем (при комнатной темп-ре) в десятки тысяч раз меньше энергии теплового движения, поэтому степень выстраивания молекул в доступных электрич. полях оказывается чрезвычайно малой. В жидких кристаллах, где электрич. поле взаимодействует не с отд. молекулами, а с большими ориентированными группами молекул, энергия электростатич. взаимодействия уже при низких напряжённостях поля оказывается сопоставимой с энергией теплового движения и К. э. может достигать больших величин.

Оптический К. э. Чётность К. э. (зависимость лишь от чётных степеней E) даёт возможность наблюдать постоянную составляющую эффекта и в перем. электрич. полях. Наиб. интересной реализацией этой возможности является регистрация К. э. в сильных (обычно лазерных) полях оптич. частоты — т. н. оптич. К. э. Ось (или для неполяризованного света плоскость) светоиндуцированной анизотропии среды при этом определяется направлением вектора напряжённости электрич. поля световой волны. Поэтому в экспериментах зондирующий световой пучок может быть направлен как вдоль луча накачки (при этом свет накачки должен быть линейно поляризован), так и перпендикулярно ему (накачка может быть неполяризована), а плоскость поляризации зондирующего пучка должна составлять угол 45° с направлением вектора напряжённости поля накачки. В высокочастотном поле пост. дипольные моменты не могут играть роли в возникновении анизотропии. В оптич. К. э. эффективными оказываются лишь поляризац. механизм и ориентац. механизм Ланжевена, обусловленный ориентацией только индуцированных дипольных моментов. В одну половину периода, когда электрич. поле E направлено в определ. сторону, индуцированные дипольные моменты создают моменты сил, стремящиеся приблизить оси наибольшей поляризуемости молекул к направлению E. В следующую половину периода направления всех дипольных моментов инвертируются, но направления моментов сил сохраняются. В отличие от полярного вектора, у оси наибольшей поляризуемости оба её направления эквивалентны и эффекты ориентации молекулы в противоположные полупериоды светового поля складываются, несмотря на противоположные направления векторов E.

В научных исследованиях К. э. применяется для измерений времён ориентационной релаксации молекул, для исследований поляризуемости молекул, для выявления их структуры, в экспериментах, требующих высокого временного разрешения.

Магнитооптический К. э.— один из эффектов магнитооптики, влияние намагниченности среды на интенсивность и поляризацию света, отражённого от её поверхности. Достаточную для измерения величину магнитооптич. К. э. имеют вещества, обладающие большой намагниченностью и высоким коэф. поглощения, поэтому эффект наблюдается гл. обр. при отражении света от металлич. ферромагнетиков.

В зависимости от ориентации вектора намагниченности относительно отражающей поверхности и плоскости падения светового пучка различают три вида магнитооптич. К. э.: полярный, меридиональный и экваториальный. При полярном эффекте вектор намагниченности j направлен перпендикулярно отражающей поверхности и параллельно плоскости падения (рис. 2, *а*), влияние намагниченности сводится к вращению

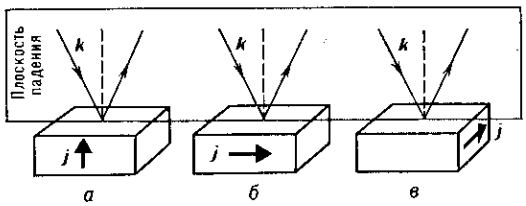


Рис. 2. Магнитооптический эффект Керра: *а* — полярный, *б* — меридиональный, *в* — экваториальный; j — вектор намагниченности, k — волновой вектор.

плоскости поляризации и появлению эллиптичности отражённого от поверхности магнетика линейно поляризованного света. Аналогичные поляризац. проявления характерны для меридионального магнитооптич. К. э., соответствующего расположению вектора намагниченности параллельно отражающей поверхности магнетика и плоскости падения светового пучка (рис. 2, *б*). Если плоскость поляризации падающего линейно поляризованного света составляет некрый угол с плоскостью падения (отличный от 0° и 90°), то оба эффекта проявляются также в линейных по намагниченности изменениях интенсивности отражённого света. Общим для полярного и меридионального эффектов является наличие не равной нулю проекции волнового вектора k световой волны на направление намагниченности среды j. Это обстоятельство определяет феноменологич. сходство полярного и меридионального К. э. с *Фарадея эффектом*, наблюдающимся при прохождении света через намагниченную среду вдоль направления намагниченности, и позволяет отнести их к продольным магнитооптич. эффектам.

Экваториальный магнитооптич. К. э. наблюдается при расположении вектора намагниченности перпендикулярно плоскости падения и параллельно плоскости отражения (рис. 2, *в*); проявляется в изменении интенсивности и фазового сдвига линейно поляризованного света, отражённого намагниченной средой. Отсутствие проекции волнового вектора на направление намагниченности среды объединяет экваториальный К. э. с др. поперечным магнитооптич. эффектом, наблюдающимся при прохождении света через намагниченную среду в направлении, перпендикулярном намагниченности,— *Коттона — Мутона эффектом*. Однако, в отличие от квадратичного эффекта Коттона — Мутона, экваториальный К. э. является линейным по фазовым и амплитудным изменениям в отражённом свете в зависимости от намагниченности. Это позволяет исполь-

зовать экваториально намагниченные зеркала в качестве невзаимных элементов оптич. устройств.

При изменении направления вектора намагниченности от поперечного (экваториального) к продольному (меридиональному) наблюдается также т. н. ориентационный магнитооптич. эффект, квадратичный по намагниченности, регистрируемый по изменению интенсивности отражённого света.

Этот эффект применяется при исследовании свойств и структуры магн. кристаллов в отражат. геометрии. Магнитооптич. К. э. тесно связан с др. эффектами магнитооптики и в общем виде может быть интерпретирован как результат воздействия магн. поля на диэлектрич. и магн. характеристики среды на оптич. частотах. В простейшем случае изотропной среды (или кубич. кристалла), помещённой в пост. магн. поле, эти свойства описываются антисимметричными тензорами диэлектрич. ε_{ik} и магн. μ_{ik} проницаемости:

$$\varepsilon_{ik}=\begin{pmatrix}\varepsilon & -i\varepsilon M & 0\\ i\varepsilon M & \varepsilon & 0\\ 0 & 0 & \varepsilon_0\end{pmatrix},\quad \mu_{ik}=\begin{pmatrix}\mu & -i\mu M' & 0\\ i\mu M' & \mu & 0\\ 0 & 0 & \mu_0\end{pmatrix},$$

где комплексные магнитооптич. параметры M и M' пропорциональны намагниченности среды и ответственны за её гиротропные свойства. В зависимости от того, каким из магнитооптич. параметров (M или M') обусловлена гиротропия среды, среда наз. соответственно гироэлектрической или гиромагнитной. При отличии от нуля обоих магнитооптич. параметров среду наз. бигиротропной. В продольных геометриях К. э. параметры M и M′ входят в величину эффекта аддитивно, что не позволяет с их помощью отличить гироэлектрич. среду от гиромагнитной. Разделение вкладов параметров M и M' в гиротропию среды возможно при использовании поперечного (экваториального) К. э.

Достаточно полно феноменологически магнитооптич. К. э. можно описать на основе классич. ур-ний Максвелла с учётом комплексного показателя преломления среды, характеризуемой приведёнными выше тензорами. Идентификация микроскопич. механизмов, объясняющих влияние намагниченности среды на её оптич. свойства, требует привлечения строгого квантовомеханич. подхода, учитывающего воздействие поля на энергетич. структуру и волновые функции зонных и локализованных электронных состояний магнетика.

Магнитооптич. К. э. широко применяется при исследованиях электронной структуры ферромагн. металлов и сплавов, доменной структуры ферромагнетиков, а также при изучении структуры поверхностного слоя полированного металла. Зависимость величины К. э. от оптич. характеристик прилегающей к поверхности магнетика среды позволяет во мн. случаях существенно повысить величину эффекта и контраст наблюдаемой картины нанесением на исследуемую поверхность тонкого слоя прозрачного диэлектрика.

Лит.: Волькенштейн М. В., Молекулярная оптика, М.— Л., 1951; Соколов А. В., Оптические свойства металлов, М., 1961; Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971; Сивухин Д. Ф., Общий курс физики, 2 изд., [т. 4] — Оптика, М., 1985; Жёлудев И. С., Симметрия и её приложения, М., 1976; Кринчик Г. С., Физика магнитных явлений, 2 изд., М., 1985.

В. С. Запасский.

К-ЗАХВА́Т — вид *бета-распада*, при к-ром ядро спонтанно захватывает электрон с K-оболочки атома и одновременно испускает электронное нейтрино. Подробнее см. *Электронный захват.*

КИКОИ́НА — НОСКО́ВА ЭФФЕ́КТ — возникновение электрич. поля E в освещённом полупроводнике, помещённом в магн. поле H. Электрич. поле E перпендикулярно H и потоку носителей заряда, диффундирующих в направлении к неосвещённой стороне полупроводника. Открыт в 1933 И. К. Кикоиным и М. М. Носковым. Подробнее см. *Фотомагнитоэлектрический эффект.*

КИЛО... (франц. kilo-, от греч. chílioi — тысяча) — приставка к наименованию единицы физ. величины для образования наименования кратной единицы, равной 1000 исходных единиц. Обозначения: к, k. Пример: 1 км=1000 м.

КИЛОГРА́ММ (кг, kg) — единица массы, одна из основных в СИ. К. равен массе международного прототипа, хранящегося в Международном бюро мер и весов (в Севре близ Парижа). Прототип К. сделан из платиноиридиевого сплава (90% Pt, 10% Ir) в виде цилиндрич. гири диаметром и высотой 39 мм; относит. погрешность сличений с прототипом эталонов-копий не превышает $2\cdot10^{-9}$. Широко применяется дольная единица — грамм, равная 0,001 кг.

КИЛОГРА́ММ-МЕТР В СЕКУ́НДУ (кг·м/с, kg·m/s) — единица СИ импульса (кол-ва движения); равный импульсу тела массой 1 кг, движущегося поступательно со скоростью 1 м/с.

КИЛОГРА́ММ-СИ́ЛА (кгс или кГ, kgf или kG) — единица силы МКГСС *системы единиц*. 1 кгс=9,80665 *ньютона* (точно). В ГДР, ФРГ, Австрии, Швеции и нек-рых др. европ. гос-вах для К.-с. официально принято название килопонд (kp).

КИЛОПО́НД (kp) — см. *Килограмм-сила.*

КИНЕМА́ТИКА — раздел *механики*, в к-ром изучаются геом. свойства движения тел без учёта их массы и действующих на них сил. Исходными в К. являются понятия пространства и времени. В этой статье излагается К. движений, изучаемых в классич. механике; о К. движений со скоростями, близкими к скорости света, см. *Релятивистская механика* (о движениях микрочастиц см. *Квантовая механика*).

В зависимости от свойств изучаемого объекта К. можно разделить на: К. точки и твёрдого тела; К. деформируемой частицы и непрерывной деформируемой среды (упруго или пластически деформируемое тело, жидкость, газ).

Осн. задачами К. точки и твёрдого тела являются: описание (с помощью матем. ур-ний, графиков или таблиц) движений, совершаемых точками или телами по отношению к данной системе отсчёта, и определение всех кинематич. характеристик этих движений; изучение сложных (составных) движений точек или тел, т. е. движений, совершаемых по отношению к нескольким взаимно перемещающимся системам отсчёта, и определение зависимостей между характеристиками этих движений.

Положение точки или тела по отношению к данной системе отсчёта определяется к.-л. независимыми между собой параметрами (координатами) $q_1, q_2, \ldots, q_n$, число n к-рых равно числу степеней свободы точки или тела (для точки $n\leqslant3$, для твёрдого тела $n\leqslant6$). Чтобы описать движение точки или тела по отношению к данной системе отсчёта, нужно знать его положение по отношению к этой системе в любой момент времени, т. е. определить координаты q_i как ф-ции времени t. Ур-ния

$$q_1=f_1(t),\ q_2=f_2(t),\ \ldots,\ q_n=f_n(t), \qquad (1)$$

определяющие т. н. закон движения точки или тела по отношению к данной системе отсчёта, наз. кинематич. ур-ниями движения. Аналогично определяется закон движения любой механич. системы точек или тел (напр., механизма). Ф-ции, входящие в ур-ния (1), должны быть однозначными (т. к. система не может занимать в данный момент времени 2 разных положения в пространстве) и дважды дифференцируемыми (что необходимо для вычисления скоростей и ускорений). Если движение задано в течение к.-н. интервала времени $t_0\leqslant t\leqslant t_1$, то и ф-ции (1) должны быть определены для этого интервала. В зависимости от того, будут ли ф-ции (1) заданы аналитически, численно (таблицами) или графически, для решения задач К. могут применяться аналитич., численные или графич. методы.

Рассматриваемые обычно в механике кинематич. характеристики движения выражаются через первые и вторые производные от координат q_i по времени (иногда, напр. в кинематике механизмов, используются характеристики, выражаемые и через производные более

высокого порядка). Число и вид этих характеристик связаны с особенностями рассматриваемого движения.

Движение свободной точки M (рис. 1) определяется тремя ур-ниями вида (1), где q_1, q_2, q_3 — координаты точки (декартовы, цилиндрические, сферические или др.). Одновременно эти 3 ур-ния являются параметрич. ур-ниями траектории точки. Если траектория точки известна заранее, то закон движения точки можно ещё задать ур-нием $s=f(t)$, где $s=O_1M$ — расстояние точки от выбранного на траектории начала отсчёта O_1, измеренное вдоль траектории и взятое с соответствующим знаком. Кинематич. характеристики движения точки — её скорость v и ускорение w.

Число ур-ний, определяющих закон движения твёрдого тела и его кинематич. характеристики, зависит от вида движения тела. Простейшими являются *поступательное движение* и *вращательное движение* твёрдого

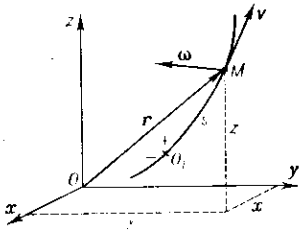


Рис. 1.

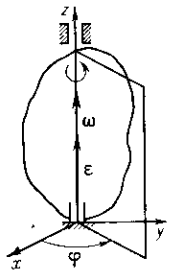


Рис. 2.

тела. При поступат. движении все точки тела движутся одинаково и для задания движения тела достаточно задать движение к.-н. одной его точки, наз. полюсом. Следовательно, поступат. движение тела задаётся так же, как движение точки.

При вращат. движении вокруг неподвижной оси (рис. 2) тело имеет одну степень свободы и его положение определяется углом поворота φ. Закон этого движения даётся ур-нием $\varphi=f(t)$. Кинематич. характеристики движения — угл. скорость ω и угл. ускорение ε тела.

Более сложным случаем вращат. движения является движение тела, имеющего одну неподвижную точку (примером такого движения может служить движение *гироскопа*). В этом случае тело имеет 3 степени свободы и его движение описывается тремя ур-ниями вида (1), где q_1, q_2 и q_3 могут быть, напр., *Эйлера углами* φ, ψ и θ. Движение тела около неподвижной точки слагается из серии элементарных поворотов вокруг мгновенных осей вращения, проходящих через эту точку. Осн. кинематич. характеристики движения — вектор мгновенной угл. скорости ω, направленный по мгновенной оси вращения, и вектор мгновенного угл. ускорения ε, направленный параллельно касательной к кривой, описываемой концом вектора ω.

В общем случае движения свободное твёрдое тело имеет 6 степеней свободы и его движение описывается шестью ур-ниями вида (1). Параметрами q_i в этом случае могут служить координаты x_C, y_C, z_C к.-н. точки C тела, выбранной в качестве полюса, и углы Эйлера φ, ψ, θ, определяющие положение тела по отношению к осям, перемещающимся поступательно вместе с полюсом. В задачах динамики в качестве полюса выбирается обычно центр масс (центр тяжести) тела.

Движение свободного твёрдого тела слагается из поступат. движения вместе с полюсом C и серии элементарных поворотов вокруг мгновенных осей вращения, проходящих через этот полюс. Примерами такого рода движения являются движения в воздухе артиллерийских снарядов, ракет, самолётов, движения небесных тел и др. Кинематич. характеристиками движения служат поступат. скорость и поступат. ускорение, равные скорости и ускорению полюса, а также мгновенная угл. скорость ω и мгновенное угл. ускорение ε движения тела вокруг полюса. Важно отметить, что от выбора полюса величины ω и ε не зависят и вычисляются так же, как при движении тела около неподвижной точки. Скорость v и ускорение w любой точки M тела в этом движении слагаются геометрически из скорости (или ускорения) полюса C и скорости (ускорения), получаемых точкой M при вращении тела вокруг полюса. Кроме того, при любом движении твёрдого тела проекции скоростей v_A и v_B к.-н. двух его точек A и B на прямую AB равны друг другу. Частным случаем рассмотренного движения является плоскопараллельное движение твёрдого тела, при к-ром все точки тела движутся параллельно нек-рой неподвижной плоскости.

Сложным или составным движением точки (или тела) наз. движение, рассматриваемое одновременно по отношению к двум (и более) системам отсчёта, из к-рых одна условно считается неподвижной, а другая определ. образом движется по отношению к первой. Движение, совершаемое при этом точкой или телом по отношению к подвижной системе отсчёта, наз. о т н о с и т е л ь н ы м; движение самой подвижной системы отсчёта и всех неизменно связанных с ней точек по отношению к системе, принимаемой за неподвижную, является для движущейся точки (тела) п е р е н о с н ы м; наконец, движение точки (тела) по отношению к системе отсчёта, принимаемой за неподвижную, наз. а б с о л ю т н ы м или с л о ж н ы м.

Абс. скорость v_a точки, совершающей сложное движение, равна геом. сумме относительной и переносной скоростей:

$$v_a = v_{отн} + v_{пер}, \qquad (2)$$

а абс. ускорение w_a равно геом. сумме трёх ускорений: относительного, переносного и поворотного, или *Кориолиса ускорения*:

$$w_a = w_{отн} + w_{пер} + w_{кор}. \qquad (3)$$

При сложном движении твёрдого тела, когда его составные движения являются поступательными, абс. движение тела также будет поступательным со скоростью, определяемой равенством (2). Если составные движения тела — вращательные вокруг двух пересекающихся или параллельных мгновенных осей вращения, причём $\omega_{отн} \neq -\omega_{пер}$, то результирующее движение будет также вращательным с угл. скоростью $\omega_1 = \omega_{отн} + \omega_{пер}$. В случае, когда $\omega_{отн} = -\omega_{пер}$, т. е. когда составными движениями тел являются мгновенные вращения вокруг двух параллельных осей с угл. скоростями, равными по модулю и противоположными по направлению (пара вращений), результирующим движением будет мгновенное поступат. движение со скоростью $v_{пост} = \omega h$ (рис. 3), направленной так же, как направлен вектор момента пары сил. Если составными движениями тела являются вращение вокруг нек-рой оси и поступат. движение по направлению, параллельному этой оси, то результирующим движением тела является *винтовое движение*. В самом общем случае, когда тело одновременно участвует в ряде мгновенных вращат. и поступат. движений, его результирующее движение есть мгновенное винтовое.

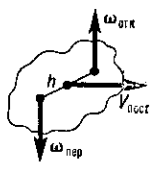


Рис. 3.

В задачи К. деформируемой среды входит рассмотрение общей теории деформаций и определение т. н. урний неразрывности, отражающих условие непрерывности среды, а также установление методов задания движения непрерывной среды и определение кинематич. характеристик этого движения (подробнее см. *Упругости теория* и *Гидроаэромеханика*).

Устанавливаемые в К. понятия и зависимости используются как вспомогательные при решении задач *динамики*. Кроме того, методы К. имеют самостоят. значение при расчётах передач движений в разл. механизмах, машинах и др.

Лит.: Жуковский Н. Е., Теоретическая механика, 2 изд., М.—Л., 1952; Лойцянский Л. Г., Лурье А. И., Курс теоретической механики, т. 1 — Статика и кинематика, 8 изд., М., 1982; см. также лит. при ст. *Механика*.

С. М. Тарг.

КИНЕМАТИ́ЧЕСКАЯ ВЯ́ЗКОСТЬ (коэффициент кинематической вязкости) — отношение коэф. динамической *вязкости* к плотности вещества.

КИНЕМАТИ́ЧЕСКИЙ ВИНТ — совокупность вектора угл. скорости и параллельной ему скорости поступат. движения твёрдого тела. При *винтовом движении* тела его угловая и поступательная скорости образуют К. в.

КИНЕСКО́П — электронно-лучевой прибор, служащий для воспроизведения телевиз. изображений, а также цифро-буквенных и графич. данных в системах отображения информации управляемых ЭВМ (дисплеи). Различают К. для воспроизведения чёрно-белых и цветных изображений.

Чёрно-белый К. (рис. 1) состоит из вакуумного баллона Б, электронного прожектора ЭП, создающего острофокусированный пучок электронов П, и люминесцентного экрана Э. Яркость свечения той или иной точки экрана в процессе отклонения пучка в двух взаимно перпендикулярных направлениях эл.-магн. отклоняющей системой ОС определяется мгновенной интенсивностью пучка, управляемой принимаемым телевиз. сигналом (или сигналом ЭВМ).

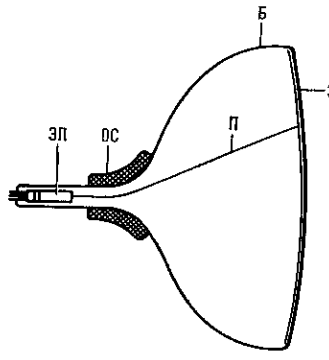


Рис. 1. Б — вакуумно-плотный баллон, ЭП — электронный прожектор, П — электронный пучок, Э — люминесцентный экран, ОС — отклоняющая система.

В вещательном цветном телевидении наиб. распространены т. н. масочные цветные К., в к-рых экран образован неразличимыми глазом узкими полосками (рис. 2) или точками (рис. 3) люминофоров красного (К), зелёного (З) и синего (С) цвета свечения. Три электронных прожектора, расположенных в горловине баллона, формируют три сходящихся у экрана электронных пучка, каждый из к-рых возбуждает свечение люминофора только одного цвета. Это обеспечивается пропусканием подходящих к экрану под разл. углами пучков через цветоделит. теневую маску со щелевыми (рис. 2) или круглыми (рис. 3) отверстиями. При щелевой маске прожекторы располагаются в одной плоскости (планарное расположение), при маске с круглыми отверстиями — по вершинам равностороннего треугольника (дельта-образное расположение) или в одной плоскости. Ощущение всей гаммы цветов обеспечивается сложением в глазу излучений трёх люминофоров, возбуждаемых в разл. пропорциях видеосигналами, отражающими содержание синей, зелёной и красной составляющих изображения и воздействующими независимо на интенсивность соответственно «синего», «зелёного» и «красного» пучков. Электронно-оптич. система цветного К. сводит 3 пучка в одну точку в центре экрана и обеспечивает такое же схождение во всех др. точках в процессе отклонения.

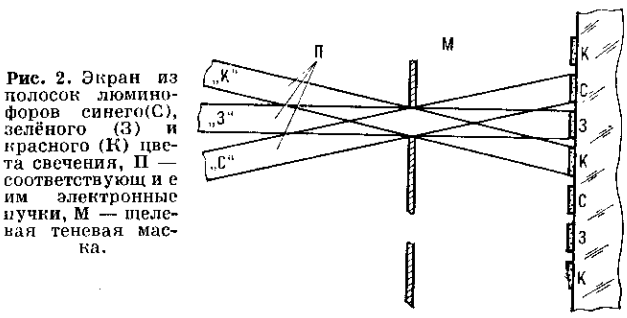


Рис. 2. Экран из полосок люминофоров синего(С), зелёного (З) и красного (К) цвета свечения, П — соответствующие им электронные пучки, М — щелевая теневая маска.

Разрешающая способность К. для телевидения соответствует телевиз. стандарту (в СССР 625 строк).

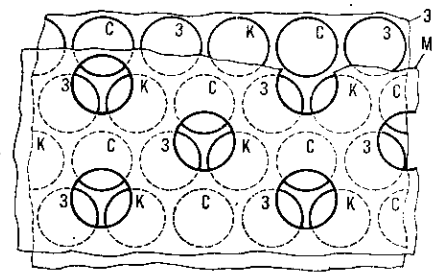


Рис. 3. Расположение на экране трёх точек люминофоров синего (С), зелёного (З) и красного (К) цвета свечения относительно круглых отверстий маски М.

Требования для дисплеев примерно в 2 раза более высокие. В цветных К. разрешающая способность определяется расстоянием между отверстиями маски, к-рое в телевиз. К. с диагональю экрана 40—67 см равно 0,5—0,65 мм. Для знаковых и графич. устройств отображения с размерами экранов 16—60 см оно уменьшается до 0,3—0,35 мм и даже 0,2 мм. При этом, напр., в цветном К. с диагональю экрана 51 см достигается разрешающая способность 1100 точек на строку.

Лит. см. при ст. *Электронно-лучевые приборы*.

В. Л. Герус.

КИНЕ́ТИКА в механике — раздел *механики*, в к-ром изучаются движение и равновесие механич. систем под действием сил. Подразделяется на *динамику* и *статику*.

КИНЕ́ТИКА ФА́ЗОВЫХ ПЕРЕХО́ДОВ — раздел *кинетики физической*, в к-ром исследуют процессы возникновения новой фазы при фазовых превращениях. Эти процессы различны для фазовых переходов (ФП) 1-го и 2-го рода, поскольку в случае ФП 1-го рода фазы резко отличаются друг от друга, тогда как в случае ФП 2-го рода они почти совпадают.

Фазовый переход 1-го рода. Превращение одной фазы в др. при ФП 1-го рода требует перестройки системы и преодоления барьера энергетически невыгодных промежуточных состояний. Благодаря этому возможно существование *метастабильного состояния* старой фазы в области, где абсолютно устойчивой является новая фаза. Метастабильное состояние системы за конечное время превращается в устойчивое в результате процесса флуктуац. возникновения небольших областей новой фазы — зародышей. В первой стадии процесса их число невелико, каждый зародыш растёт независимо от др., эту стадию наз. нуклеацией. В последующей стадии происходит рост и объединение областей новой фазы. На фазовой диаграмме (рис. 1) линия ФП (1) разделяет области давлений P и темп-р T, где фазы I и II стабильны. Область существования метастабильной фазы I заштрихована.

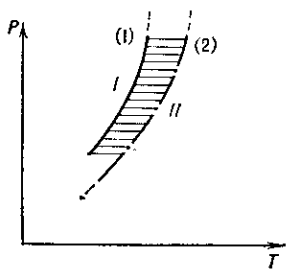


Рис. 1.

При переходе системы N частиц из метастабильного состояния в стабильное энергетич. выигрыш составляет $\Phi_V = N(\mu_I - \mu_{II})$, где μ_I и μ_{II} — хим. потенциалы частиц в I и II фазах как ф-ции T и P. Линия ФП определяется условием $\mu_I(P, T) = \mu_{II}(P, T)$. Зародыш имеет такую

же плотность числа частиц n, как и стабильная фаза II, а объём $V=N/n$. Энергетич. затраты Φ_S на образование поверхности пропорциональны числу частиц на поверхности: $\Phi_S=\alpha S$, энергия образования поверхности единичной площади α наз. коэф. поверхностного натяжения. Для изотропных фаз мин. поверхность $S=4\pi R^2$ при заданном объёме $V=4\pi R^3/3$ имеет сферич. зародыш радиуса R. Общее изменение энергии $\Phi(P, T; R)$ для такого зародыша равно

$$\Phi=\Phi_S-\Phi_V=4\pi R^2\alpha-4\pi R^3 n\,(\mu_{\rm I}-\mu_{\rm II})/3.$$

Зародыш малого размера энергетически невыгоден из-за относительно большой поверхности, ф-ция $\Phi(R)$ имеет максимум при $R=R_c$, $R_c=2\alpha/n(\mu_{\rm I}-\mu_{\rm II})$. Зародыш радиуса R_c наз. к р и т и ч е с к и м. Вблизи линии ФП разность $\mu_{\rm I}-\mu_{\rm II}$ мала и размер R_c велик по сравнению с межатомным.

Энергия $\Phi(R_c)$ определяет мин. высоту барьера, к-рый необходимо преодолеть для перехода из метастабильной фазы в стабильную. Вероятность флуктуац. образования критич. зародыша $\sim\exp[-\Phi(R_c)/kT]$. Этой же величине пропорционально время жизни метастабильного состояния. Для более точного анализа необходимо кинетич. рассмотрение процесса нуклеации. Изменение размеров зародышей рассматривают как результат случайных присоединений и отрывов частиц от зародыша новой фазы. В среднем такое броуновское движение приводит к уменьшению величины $\Phi(R)$, т. е. к уменьшению зародышей с размером, меньшим критического, и к увеличению зародышей размера больше R_c. За счёт флуктуаций возможен с малой вероятностью рост малого зародыша до размера R_c, после чего с подавляющей вероятностью этот зародыш будет продолжать расти. В области малых размеров вероятность рождения докритич. зародышей велика. Диффузия зародышей по размерам из области $R<R_c$ приводит к потоку I зародышей в область закритич. размеров. Число зародышей, переходящих в единицу времени в область закритич. размеров, в единице объёма системы равно $I_c=\omega\exp[-\Phi(R_c)/kT]$, предэкспоненц. фактор ω зависит от кинетич. характеристик системы.

При удалении от линии ФП высота барьера $\Phi(R_c)$, размер критич. зародыша и время жизни метастабильного состояния уменьшаются. Для описания зародышей атомных размеров требуется микроскопич. подход. Метастабильные состояния переходят в нестабильные на с п и н о д а л и — линии абс. неустойчивости [линии (2) на рис. 1]. Вблизи этой линии характер зародыша изменяется. Критич. зародыш здесь имеет форму и размер, зависящие от близости к спинодали.

По мере появления и роста зародышей степень метастабильности нач. фазы падает. Это приводит к увеличению критич. размера зародышей R_c и уменьшению вероятности их возникновения. Мелкие зародыши становятся неустойчивыми и исчезают. Определяющую роль на этой стадии приобретает процесс роста крупных зародышей за счёт «поедания» мелких (процесс к о а л е с ц е н ц и и). В случае выпадения растворённого вещества из пересыщ. твёрдого раствора зародыши в целом неподвижны и растут только за счёт диффуз. подвода вещества. При малой нач. концентрации раствора, когда непосредств. взаимодействием зародышей можно пренебречь, можно найти асимптотич. временные зависимости критич. размера зародыша R_c, полного числа зародышей $\tilde N$ и степени пересыщения раствора Δ: $R_c(t)\sim t^{1/3}$, $\tilde N(t)\sim t^{-1}$, $\Delta(t)\sim t^{-1/3}$. Ф-ция распределения зародышей по размерам $g(R)$ имеет автомодельный вид: $g(R)dR=G[R/R_c(t)]dR/R_c(t)$, где $G(x)=3^4ex^2\exp[-3/(3-2x)]/2^{5/3}(x+3)^{7/3}(3/2-x)^{11/3}$ при $x<3/2$; $G(x)=0$ при $x>3/2$. Для процесса коалесценции в жидкой фазе определяющим является непосредств. слияние зародышей, участвующих в гидродинамич. движениях. В этом случае временные зависимости и ф-ция распределения зародышей определяются др. выражениями.

Реальные процессы нуклеации и коалесценции обладают рядом особенностей по сравнению с рассмотренной простейшей моделью. Так, при ФП 1-го рода в кристаллах и жидких кристаллах необходимо учитывать влияние анизотропии, а также энергии упругой деформации, что может приводить к существ. изменению результатов для размера и вероятности возникновения критич. зародыша. На процесс роста зародышей в твёрдой (или жидкокристаллич.) фазе существенно влияет присутствие даже малых концентраций дефектов, к-рые тормозят движение межфазных границ, так что рост зародышей достаточно большого размера оказывается экспоненциально медленным. В жидкостях скорость образования критич. зародышей обычно определяется присутствием разл. рода посторонних включений, к-рые служат центрами образования новой фазы, что существенно ускоряет процесс ФП. В ряде случаев, напр. при конденсации насыщ. пара, соприкасающегося со стенками сосуда, полностью смачиваемыми данной жидкостью, ФП происходит без образования зародышей. В таких случаях существование метастабильной фазы невозможно.

Фазовый переход 2-го рода. К. ф. п. в этом случае определяется медленной релаксацией *параметра порядка* φ к своему равновесному значению. Обычно предполагают, что процесс релаксации носит чисто диссипативный характер, при этом скорость изменения параметра $\varphi(x)$ пропорц. обобщённой силе $\delta F/\delta\varphi$: $\partial\varphi/\partial t=-\Gamma\delta F/\delta\varphi$, где $F\{\varphi(x)\}$ — функционал свободной энергии (см. *Ландау теория*), Γ — кинетич. коэф. Простейшее приближение к р и т и ч. д и н а м и к и получится, если пренебречь пространств. флуктуациями параметра порядка, а кинетич. коэф. Γ считать пост. величиной, не изменяющейся при приближении к *критической точке* T_c. В результате особенность времени релаксации t_c вблизи T_c для параметра порядка совпадает с особенностью *обобщённой восприимчивости* χ.

Общий подход к критич. динамике, при к-ром особенности динамич. величин выражаются через термодинамич. *критические показатели*, наз. динамич. масштабной инвариантностью. Конкретное применение этого подхода, как и вообще К. ф. п. 2-го рода, существенно зависит от существования в системе гидродинамич. *голдстоуновских мод* (степеней свободы), характеризуемых локальными значениями термодинамич. параметров (темп-ры, давления, плотности и др.), а также скорости, меняющихся в пространстве и во времени. Гидродинамич. подход оправдан тогда, когда характерные масштабы $\sim q^{-1}$ и времена $\sim\omega^{-1}$ движений велики по сравнению со статич. радиусом корреляции r_c и временем релаксации флуктуаций t_c. В окрестности ФП величины r_c и t_c растут, а область применимости гидродинамики сужается. Движения в области $qr_c\gg1$, $\omega t_c\gg1$ не имеют гидродинамич. характера, они не зависят от величины $\tau=T/T_c-1$, а мнимая часть частоты не меньше действительной. Такие движения наз. флуктуационными. Согласно гипотезе динамич. масштабной инвариантности, характерные частоты гидродинамич. и флуктуац. мод можно описать единым образом: $\omega=q^{\Delta}\omega f(qr_c)$, где Δ_ω — динамич. критич. показатель, $f(x)$ — безразмерная ф-ция. В нек-рых случаях, когда гидродинамич. движения имеют колебат. характер в упорядоч. фазе и диффузионный — в неупорядоченной, гипотеза динамич. масштабной инвариантности позволяет определить величину Δ_ω и зависимости кинетич. коэф. от τ. Для ФП в сверхтекучее состояние $\Delta_\omega=3/2$, скорость второго звука $u_2\sim|\tau|^{1/3}$, его затухание $\sigma\sim|\tau|^{-1/3}$, теплопроводность выше точки перехода $\lambda\sim|\tau|^{-1/3}$; эти выводы подтверждаются экспериментом. Для ФП в изотропном ферромагнетике $\Delta_\omega=5/2$, коэф. спиновой диффузии $D_s\sim|\tau|^{1/3}$. Эксперименты по нейт-

ронному рассеянию в области $qr_c \gg 1$ дают для Fe $\Delta_\omega = 2{,}7 \pm 0{,}3$, для Ni $\Delta_\omega = 2{,}46 \pm 0{,}25$.

Кинетич. явления в жидкости вблизи критич. точки имеют существ. особенности, связанные с взаимодействием диффуз. движения с вязкостным. В этом случае у коэф. диффузии D появляется сингулярность: $D \sim r_c^{-1}$. Экспериментально замедление флуктуаций вблизи критич. точки наблюдается по сужению центрального (рэлеевского) пика при рассеянии света с заданной передачей импульса q. Согласно гипотезе динамич. масштабной инвариантности, ширина линии $\gamma \sim Dq^2 f(qr_c) \sim q^2 r_c^{-1} f(qr_c)$, где $f(0)=1$, $f(x) \sim x$ при $x \gg 1$. Эксперимент согласуется с этим выводом (см. рис. 2, где представлены данные для критич. изохоры Xe).

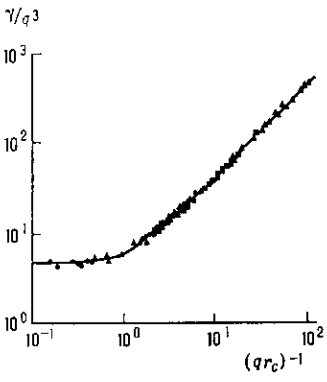


Рис. 2.

Наиболее последоват. теория критич. динамики основана на применении метода *ренормализационной группы* к релаксац. ур-ниям для параметра порядка. В случае несохраняющегося параметра порядка такой анализ показывает, что кинетич. коэф. Γ имеет при $\tau \to 0$ слабую аномалию: $\Gamma \sim |\tau|^{c\eta}$, где $\eta \ll 1$ — критич. показатель корреляц. ф-ции, $c \sim 1$. Для сохраняющегося параметра порядка (напр., числа частиц в газе или спонтанного момента изотропного ферромагнетика) релаксац. ур-ние имеет др. вид: $\partial\varphi/\partial t = \Gamma_c \nabla^2 (\delta F/\delta\varphi)$. В этом случае анализ методом ренормализац. группы подтверждает гипотезу динамич. масштабной инвариантности.

Лит.: Паташинский А. З., Покровский В. Л., Флуктуационная теория фазовых переходов, 2 изд., М., 1982; Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Физическая кинетика, М., 1979, гл. 12; Фольмер М., Кинетика образования новой фазы, пер. с нем., М., 1986.

А. З. Паташинский, М. В. Фейгельман.

КИНЕ́ТИКА ФИЗИ́ЧЕСКАЯ — микроскопич. теория процессов в неравновесных средах. В К. ф. методами квантовой или классич. *статистической физики* изучают процессы переноса энергии, импульса, заряда и вещества в разл. физ. системах (газах, плазме, жидкостях, твёрдых телах) и влияние на них внеш. полей.

В отличие от *термодинамики неравновесных процессов* и электродинамики сплошных сред, К. ф. исходит из представления о молекулярном строении рассматриваемых сред, что позволяет вычислить из первых принципов *кинетические коэффициенты*, диэлектрич. и магн. проницаемости и др. характеристики сплошных сред.

К. ф. включает в себя *кинетическую теорию газов* из нейтральных атомов или молекул, статистич. теорию неравновесных процессов в плазме, теорию явлений переноса в твёрдых телах (диэлектриках, металлах и полупроводниках) и жидкостях, кинетику магн. процессов и теорию кинетич. явлений, связанных с прохождением быстрых частиц через вещество. К ней же относятся теория процессов переноса в *квантовых жидкостях* и сверхпроводниках и *кинетика фазовых переходов*.

Если известна ф-ция распределения всех частиц системы по их координатам и импульсам в зависимости от времени (в квантовом случае — статистич. оператор), то можно вычислить все характеристики неравновесной системы. Вычисление полной ф-ции распределения является практически неразрешимой задачей, но для определения мн. свойств физ. систем, напр. потока энергии или импульса, достаточно знать ф-цию распределения небольшого числа частиц, а для газов малой плотности — одной частицы.

В К. ф. используется существ. различие времён релаксации в неравновесных процессах (иерархия времён релаксации), напр. для газа из частиц или квазичастиц время свободного пробега значительно больше времени столкновения между частицами. Это позволяет перейти от полного описания неравновесного состояния ф-цией распределения по всем координатам и импульсам к сокращённому описанию при помощи ф-ции распределения одной частицы по её координатам и импульсам.

Кинетическое уравнение. Осн. метод К. ф. — решение *кинетического уравнения Больцмана* для одночастичной ф-ции распределения $f(\boldsymbol{x}, \boldsymbol{p}, t)$ молекул в фазовом пространстве их координат $\boldsymbol{x}$ и импульсов $\boldsymbol{p}$. Ф-ция распределения удовлетворяет кинетич. ур-нию

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\boldsymbol{p}}{m}\frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{x}} + \dot{\boldsymbol{p}}\frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{p}} = \mathrm{St}\, f,$$

где $\mathrm{St}f$ — интеграл столкновений, определяющий разность числа частиц, приходящих в элемент объёма вследствие прямых столкновений и убывающих из него вследствие обратных столкновений. Для одноатомных молекул или для многоатомных, но без учёта их внутр. степеней свободы

$$\mathrm{St}\, f = \int w\,(f'f_1' - ff_1)\, d\boldsymbol{p}_1\, d\boldsymbol{p}'\, d\boldsymbol{p}_1',$$

где w — вероятность столкновения, связанная с дифференц. эфф. сечением рассеяния $d\sigma$:

$$w\, d\boldsymbol{p}'\, d\boldsymbol{p}_1' = |\, \boldsymbol{v} - \boldsymbol{v}_1\, |\, d\sigma,$$

где $\boldsymbol{p}$, $\boldsymbol{p}_1$ — импульсы молекул до столкновения, $\boldsymbol{v}, \boldsymbol{v}_1$ — соответств. скорости, $\boldsymbol{p}'$, $\boldsymbol{p}_1'$ — их импульсы после столкновения, f, f_1 — ф-ции распределения молекул до столкновения, f', f_1' — их ф-ции распределения после столкновения. Для газа из сложных молекул, обладающих внутр. степенями свободы, их следует учитывать в ф-ции распределения. Напр., для двухатомных молекул с собств. моментом вращения $\boldsymbol{M}$ ф-ции распределения будут зависеть также от $\boldsymbol{M}$.

Из кинетич. ур-ния следует *Больцмана H-теорема* — убывание со временем H-функции Больцмана (ср. логарифма ф-ции распределения) или возрастание энтропии, т. к. она равна H-функции Больцмана с обратным знаком.

Уравнения переноса. К. ф. позволяет получить ур-ния баланса ср. плотностей вещества, импульса и энергии. Напр., для простого газа плотность ρ, гидродинамич. скорость $\boldsymbol{V}$ и ср. энергия $\bar{\varepsilon}$ удовлетворяют ур-ниям баланса:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathrm{div}\,(\rho \boldsymbol{V}) = 0,$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho V_\alpha) + \sum_\beta \frac{\partial \Pi_{\alpha\beta}}{\partial x_\beta} = 0,$$

$$\frac{\partial}{\partial t} n\bar{\varepsilon} + \mathrm{div}\, \boldsymbol{q} = 0,$$

где

$$\Pi_{\alpha\beta} = \int m V_\alpha V_\beta f\, d\boldsymbol{p} -$$

тензор плотности потока импульса, n — плотность числа частиц, $\boldsymbol{q} = \int \varepsilon \boldsymbol{V} f d\boldsymbol{p}$ — плотность потока энергии.

Если состояние газа мало отличается от равновесного, то в малых элементах объёма устанавливается распределение, близкое к локально равновесному *Максвелла распределению*,

$$f_0 = n\,(2\pi m k T)^{-3/2} \exp\left[-\, m\,(\boldsymbol{v} - \boldsymbol{V})^2 / 2kT\right]$$

с темп-рой, плотностью и гидродинамич. скоростью, соответствующими рассматриваемой точке газа. В этом случае неравновесная ф-ция распределения мало отличается от локально равновесной и решение кинетич.

ур-ния даёт малую поправку к последней, пропорциональную градиентам темп-ры ∇T и гидродинамич. скорости ∇V, т. к. $\mathrm{St} f_0 = 0$. С помощью неравновесной ф-ции распределения можно найти поток энергии (в неподвижной жидкости) $q = -\lambda \nabla T$, где λ — коэф. теплопроводности, и тензор плотности потока импульса

$$\Pi_{\alpha\beta} = \rho V_\alpha V_\beta + \delta_{\alpha\beta} P - \sigma'_{\alpha\beta},$$

где

$$\sigma'_{\alpha\beta} = \eta \left[\left(\frac{\partial V_\alpha}{\partial x_\beta} + \frac{\partial V_\beta}{\partial x_\alpha} \right) - {}^2/_3 \delta_{\alpha\beta} \operatorname{div} V \right] -$$

тензор вязких напряжений, η — коэф. сдвиговой вязкости, P — давление. Для газов с внутр. степенями свободы $\sigma'_{\alpha\beta}$ содержит также член $\zeta \delta_{\alpha\beta} \operatorname{div} V$, где ζ — коэф. «второй», объёмной вязкости, проявляющейся лишь при движениях, в к-рых $\operatorname{div} V \neq 0$. Для кинетич. коэффициентов λ, η, ζ получаются выражения через эфф. сечения столкновений и, следовательно, через константы молекулярных взаимодействий. В бинарной смеси поток вещества состоит из диффуз. потока, пропорционального градиенту концентрации вещества в смеси с коэф. диффузии, и термодиффузионного потока, пропорционального градиенту темп-ры с коэф. *термодиффузии*, а поток тепла, кроме обычного члена теплопроводности, пропорционального градиенту темп-ры, содержит дополнит. член, пропорциональный градиенту концентрации и описывающий *Дюфура эффект*. К. ф. даёт выражения для этих кинетич. коэффициентов через эфф. сечения столкновений. Кинетич. коэффициенты для перекрёстных явлений, напр. термодиффузии и эффекта Дюфура, оказываются равными (*Онсагера теорема*). Эти соотношения являются следствием микроскопич. обратимости ур-ний движения частиц системы, т. е. инвариантности их относительно обращения времени.

Ур-ние баланса импульса с учётом выражения для плотности потока импульса через градиент скорости даёт *Навье—Стокса уравнения*, ур-ние баланса энергии с учётом выражения для плотности потока тепла даёт теплопроводности ур-ние, ур-ние баланса числа частиц определ. сорта с учётом выражения для диффуз. потока даёт *диффузии уравнение*. Такой гидродинамич. подход справедлив, если длина свободного пробега l значительно меньше характерных размеров областей неоднородности.

Газы и плазма. К. ф. позволяет исследовать явления переноса в разреж. газах, когда отношение длины свободного пробега l к характерным размерам задачи L (т. е. *Кнудсена число* l/L) уже не очень мало́ и имеет смысл рассматривать поправки порядка l/L (слабо разреж. газы). В этом случае К. ф. объясняет явления температурного скачка и течения газов вблизи твёрдых поверхностей.

Для сильно разреж. газов, когда $l/L > 1$, гидродинамич. ур-ния и обычное ур-ние теплопроводности уже не применимы и для исследования процессов переноса необходимо решать кинетич. ур-ние с определ. граничными условиями на поверхностях, ограничивающих газ. Эти условия выражаются через ф-цию распределения молекул, рассеянных из-за взаимодействия со стенкой. Рассеянный поток частиц может приходить в тепловое равновесие со стенкой, но в реальных случаях это не достигается. Для сильно разреж. газов роль коэф. теплопроводности играют коэф. теплопередачи. Напр., кол-во тепла Q, отнесённое к единице площади параллельных пластинок, между к-рыми находится разреж. газ, равно $Q = \varkappa (T_2 - T_1)/L$, где T_1 и T_2 — темп-ры пластинок, L — расстояние между ними, $\varkappa$ — коэф. теплопередачи.

Теория явлений переноса в плотных газах и жидкостях значительно сложнее, т. к. для описания неравновесного состояния уже недостаточно одночастичной ф-ции распределения, а нужно учитывать ф-ции распределения более высокого порядка. Частичные ф-ции распределения удовлетворяют цепочке зацепляющихся ур-ний (*Боголюбова уравнений*, наз. также цепочкой ББГКИ, т. е. ур-ний Боголюбова—Борна—Грина—Кирквуда—Ивона). С помощью этих ур-ний можно уточнить кинетич. ур-ние для газов ср. плотности и исследовать для них явления переноса.

К. ф. двухкомпонентной плазмы описывается двумя ф-циями распределения (для электронов f_e, для ионов f_i), удовлетворяющими системе двух кинетич. ур-ний. На частицы плазмы действуют силы

$$\boldsymbol{F}_e = -e(\boldsymbol{E} + c^{-1}[\boldsymbol{v}\boldsymbol{B}]),\ \boldsymbol{F}_i = -Z\boldsymbol{F}_e,$$

где Ze — заряд иона, $\boldsymbol{E}$ — напряжённость электрич. поля, $\boldsymbol{B}$ — магн. индукция, удовлетворяющие *Максвелла уравнениям*. Ур-ния Максвелла содержат ср. плотности тока $\boldsymbol{j}$ и заряда ρ, определяемые с помощью ф-ций распределения:

$$\boldsymbol{j} = e \int \boldsymbol{v} (Z f_i - f_e)\, d\boldsymbol{p},$$

$$\rho = e \int (Z f_i - f_e)\, d\boldsymbol{p}.$$

Т. о., кинетич. ур-ния и ур-ния Максвелла образуют связанную систему ур-ний, определяющих все неравновесные явления в плазме. Такой подход наз. приближением самосогласованного поля. При этом столкновения между электронами учитываются не явно, а лишь через создаваемое ими самосогласованное поле (см. *Кинетические уравнения* для плазмы). При учёте столкновений электронов возникает кинетич. ур-ние, в к-ром эфф. сечение столкновений очень медленно убывает с ростом прицельного расстояния, становятся существенными столкновения с малой передачей импульса, в интеграле столкновений появляется логарифмич. расходимость. Учёт эффектов экранирования позволяет избежать этой трудности.

Конденсированные среды. К. ф. неравновесных процессов в диэлектриках основана на решении кинетич. ур-ния Больцмана для фононов решётки (ур-ние Пайерлса). Взаимодействие между фононами вызвано членами гамильтониана решётки, ангармоническими относительно смещения атомов из положения равновесия. При простейших столкновениях один фонон распадается на два или происходит слияние двух фононов в один, причём сумма их квазиимпульсов либо сохраняется (нормальные процессы столкновений), либо меняется на вектор обратной решётки (процессы переброса). Конечная теплопроводность возникает при учёте процессов переброса. При низких темп-рах, когда длина свободного пробега больше размеров образца L, роль длины свободного пробега играет L. Кинетич. ур-ние для фононов позволяет исследовать теплопроводность и поглощение звука в диэлектриках. Если длина свободного пробега для нормальных процессов значительно меньше длины свободного пробега для процессов переброса, то система фононов в кристалле при низких темп-рах подобна обычному газу. Нормальные столкновения устанавливают внутр. равновесие в каждом элементе объёма газа, к-рый может двигаться со скоростью $\boldsymbol{V}$, мало меняющейся на длине свободного пробега для нормальных столкновений. Поэтому можно построить ур-ния гидродинамики фононного газа в диэлектрике. К. ф. металлов основана на решении кинетич. ур-ния для электронов, взаимодействующих с колебаниями кристаллич. решётки. Электроны рассеиваются на колебаниях атомов решётки, примесях и дефектах, нарушающих её периодичность, причём возможны как нормальные столкновения, так и процессы переброса. Электрич. сопротивление возникает в результате этих столкновений. К. ф. объясняет термоэлектрич., гальваномагн. и термомагн. явления, скин-эффект, циклотронный резонанс в ВЧ-полях и др. кинетич. эффекты в металлах. Для сверхпроводников она объясняет особенности их ВЧ-поведения.

К. ф. магнитных явлений основана на решении кинетич. ур-ния для магнонов. Она позволяет вычислить динамич. восприимчивости маги. систем в перем. полях, изучить кинетику процессов намагничивания.

К. ф. явлений при прохождении быстрых частиц через вещество основана на решении системы кинетич. ур-ний для быстрых частиц и вторичных частиц, возникающих при столкновениях, напр. для γ-лучей (фотонов) с учётом разл. процессов в среде (фотоэффекта, комптоновского рассеяния, образования пар). В этом случае К. ф. позволяет вычислить коэф. поглощения и рассеяния быстрых частиц.

Фазовые переходы. К. ф. фазовых переходов первого рода, т. е. со скачком энтропии, связана с образованием и ростом зародышей новой фазы. Ф-ция распределения зародышей по их размерам (если зародыши считать макроскопич. образованиями, а процесс роста — медленным) удовлетворяет *Фоккера—Планка уравнению*:

$$\frac{\partial f}{\partial t}=\frac{\partial}{\partial a}\left(D\,\frac{\partial f}{\partial a}-Af\right),$$

где a — радиус зародыша, D — «коэф. диффузии зародышей по размерам», A пропорционально мин. работе, к-рую нужно затратить на создание зародыша данного размера. К. ф. фазовых переходов 2-го рода в наиб. простом приближении основана на ур-нии релаксации параметра порядка η, характеризующего степень упорядоченности, возникающей при фазовом переходе:

$$\frac{d\eta}{dt}=-\gamma\frac{\partial\Omega}{\partial\eta},$$

где γ — постоянный коэф., Ω — термодинамич. потенциал в переменных T и μ (μ — хим. потенциал), вблизи точки фазового перехода зависящий от η. Для этой зависимости используется разложение по степеням η^2 и $T-T_c$, где T_c — темп-ра фазового перехода. (См. также *Кинетика фазовых переходов*.)

Явления переноса в жидкостях. Теорию явлений переноса в жидкостях также можно отнести к К. ф., хотя для жидкостей метод кинетич. ур-ний непригоден, но для них возможен более общий подход, основанный также на иерархии времён релаксации. Для жидкости время установления равновесия в макроскопически малых (но содержащих ещё большое число молекул) элементарных объёмах значительно больше, чем время релаксации во всей системе, вследствие чего в малых элементах объёма приближённо устанавливается статистич. равновесие. Поэтому в качестве исходного приближения при решении *Лиувилля уравнения* можно принять локально равновесное *Гиббса распределение* с темп-рой $T(\boldsymbol{x}, t)$, хим. потенциалом $\mu(\boldsymbol{x}, t)$ и гидродинамич. скоростью $\boldsymbol{V}(\boldsymbol{x}, t)$, соответствующими рассматриваемой точке жидкости. Напр., для однокомпонентной жидкости локально равновесная ф-ция распределения (или статистич. оператор) имеет вид

$$f=Z^{-1}\exp\left\{-\int\beta(\boldsymbol{x}, t)\,[H'(\boldsymbol{x})-\mu(\boldsymbol{x}, t)\,n(\boldsymbol{x})]\,d\boldsymbol{x}\right\},$$

где

$$\beta(\boldsymbol{x}, t)=1/kT(\boldsymbol{x}, t);$$

$$H'(\boldsymbol{x})=H(\boldsymbol{x})-\boldsymbol{p}(\boldsymbol{x})\,\boldsymbol{V}(\boldsymbol{x}, t)+mn(\boldsymbol{x})\,\boldsymbol{V}^2(\boldsymbol{x}, t)/2$$

— плотность энергии в системе координат, движущейся вместе с элементом жидкости, $H(\boldsymbol{x})$ — плотность энергии в неподвижной системе координат, $\boldsymbol{p}(\boldsymbol{x})$ — плотность импульса, $n(\boldsymbol{x})$ — плотность числа частиц, рассматриваемые как фазовые ф-ции, т. е. ф-ции от координат и импульсов всех частиц, напр. $n(\boldsymbol{x})=\sum_{j=1}^{N}\delta(\boldsymbol{x}-\boldsymbol{x}_j)$.

Приближённое решение ур-ния Лиувилля для состояний, близких к статистически равновесному, позволяет вывести ур-ния теплопроводности и Навье—Стокса для жидкости и получить микроскопич. выражения для кинетич. коэф. теплопроводности и вязкости через пространственно-временные корреляц. ф-ции плотностей потоков энергии и импульсов всех частиц системы (*Грина—Кубо формулы*). Этот же подход возможен и для смеси жидкостей. Подобное решение ур-ния Лиувилля есть его частное решение, зависящее от времени лишь через параметры $\beta(\boldsymbol{x}, t)$, $\mu(\boldsymbol{x}, t)$, $\boldsymbol{V}(\boldsymbol{x}, t)$, соответствующие сокращённому гидродинамич. описанию неравновесного состояния системы, к-рое справедливо, когда все гидродинамич. параметры мало меняются на расстояниях порядка длины свободного пробега (для газов) или длины корреляций потоков энергии или импульса (для жидкостей). [В квантовом случае $H(\boldsymbol{x})$, $\boldsymbol{p}(\boldsymbol{x})$, $n(\boldsymbol{x})$ — операторы в представлении *вторичного квантования*.]

К задачам К. ф. относится также вычисление *обобщённой восприимчивости*, выражающей линейную реакцию физ. системы на включение внеш. поля. Её можно выразить через *Грина функции* с усреднением по состоянию, к-рое может быть и неравновесным.

В К. ф. исследуют также кинетич. свойства квантовых систем, что требует применения метода *матрицы плотности* (см., напр., *Кинетическое уравнение основное*).

Лит.: Гуревич Л. Э., Основы физической кинетики, Л.— М., 1940; Боголюбов Н. Н., Проблемы динамической теории в статистической физике, М.— Л., 1946; Чепмен С., Каулинг Т., Математическая теория неоднородных газов, пер. с англ., М., 1960; Зубарев Д. Н., Неравновесная статистическая термодинамика, М., 1971; Климонтович Ю. Л., Кинетическая теория неидеального газа и неидеальной плазмы, М., 1975; Ферцигер Дж., Капер Г., Математическая теория процессов переноса в газах, пер. с англ., М., 1976; Балеску Р., Равновесная и неравновесная статистическая механика, пер. с англ., т. 2, М., 1978; Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Физическая кинетика, М., 1979.

Д. Н. Зубарев.

КИНЕ́ТИКА ХИМИ́ЧЕСКАЯ — область физ. химии, в к-рой изучают механизмы и скорости хим. реакций. К. х. включает три осн. задачи: изучение закономерностей протекания хим. реакций во времени и зависимость их скоростей от концентраций реагентов, темп-ры и др. факторов; теоретич. определение констант скоростей хим. реакций на основе молекулярного строения реагентов; исследование хим. реакций в условиях движения вещества, диффузии реагентов, наличия теплопередачи и т. д. (хим. макрокинетика).

Основные понятия и законы К. х. В процессе хим. реакции могут происходить как однотипные элементарные акты (простые, одностадийные реакции, напр. $H_2+I_2=2HI$), так и элементарные акты разл. типа, число к-рых может достигать мн. десятков и сотен (сложные, многостадийные реакции, напр. образование молекул H_2O идёт через элементарные реакции типа $H_2+OH\rightarrow H_2O+H$; $O+H_2\rightarrow OH+H$, $H+O_2\rightarrow OH+O$). Стехиометрич. ур-ние сложной реакции, включающее только исходные и конечные вещества (напр., $2H_2+O_2=2H_2O$), не описывает механизма происходящих процессов. При сложных реакциях в нек-рых стадиях возникают промежуточные, лабильные продукты (в рассмотренном примере — H, O и OH), концентрация к-рых обычно невелика, т. к. они быстро потребляются в др. стадиях. Под механизмом хим. реакции понимается совокупность элементарных стадий, составляющих процесс превращения исходных веществ в конечные продукты.

Скорость к.-л. стадии хим. реакции равна числу элементарных актов данного типа в единицу времени в единице объёма (для гомогенных реакций, протекающих в объёме одной фазы) или на единице поверхности (для гетерогенных реакций, протекающих на поверхности раздела фаз). Наиб. развита К. х. гомогенных реакций в газовой фазе, т. к. одна из её основ — хорошо разработанная *кинетическая теория газов*.

Скорость хим. реакции зависит от темп-ры и давления, а при заданных внеш. условиях является ф-цией концентраций реагирующих веществ. В идеальных

газовых смесях и идеальных (разбавленных) растворах скорость w простой, одностадийной реакции подчиняется закону действующих масс. Если хим. реакция обратима:

$$\sum_{i=1}^{n} a_i A_i \rightleftarrows \sum_{j=1}^{m} b_j B_j \qquad (1)$$

(A_i и B_j — символы реагирующих веществ, a_i и b_j — стехиометрич. коэффициенты, n и m — числа реагирующих веществ), то, согласно закону действующих масс, скорость прямой (и обратной) реакций пропорц. произведению концентраций реагирующих веществ, взятых в степенях, равных соответствующим стехиометрич. коэффициентам. Обозначая через $[A]$ и $[B]$ концентрацию веществ A и B для скоростей прямой w_+ и обратной w_- реакций, получим

$$w_+ = k_+ \prod_{i=1}^{n} [A_i]^{a_i}, \quad w_- = k_- \prod_{j=1}^{m} [B_j]^{b_j}. \qquad (2)$$

Коэф. k_+ и k_- наз. константами скоростей хим. реакций.

При равенстве скоростей прямой и обратной реакций наступает хим. равновесие, при к-ром

$$\prod_{j=1}^{m} [B_j]^{b_j} \Big/ \prod_{i=1}^{n} [A_i]^{a_i} = k_+/k_- = K, \qquad (3)$$

где K — константа хим. равновесия.

Физ. интерпретация закона действующих масс достаточно проста. Элементарный хим. акт происходит лишь в том случае, когда a_1 частиц типа A_1, a_2 частиц типа A_2 и т. д. сблизятся на расстояние порядка размеров молекул. Вероятность же такой встречи пропорц. концентрациям реагирующих веществ, взятых в степенях, равных соответствующим стехиометрич. коэффициентам.

При обычных условиях вероятность одноврем. встречи более чем трёх частиц крайне мала, поэтому наблюдаются лишь элементарные акты, включающие в себя распад отд. молекулы или реакции между двумя или тремя частицами. Они наз. соответственно мономолекулярными, бимолекулярными и тримолекулярными реакциями. Сумма стехиометрич. коэффициентов исходных веществ или число молекул, участвующих в элементарном акте, наз. порядком реакции, к-рый для простых реакций не превышает трёх. Порядок реакции по данному веществу равен его стехиометрич. коэффициенту.

Зависимость концентраций реагентов и продуктов простой реакции от времени получается интегрированием кинетич. ур-ния. Скорость реакции по определению равна

$$w = -\frac{1}{a_1}\frac{d[A_1]}{dt} = -\frac{1}{a_2}\frac{d[A_2]}{dt} = \ldots = \frac{1}{b_1}\frac{d[B_1]}{dt} = \frac{1}{b_2}\frac{d[B_2]}{dt} = \ldots \qquad (4)$$

Учитывая нач. условия $t=0$, $[A_i]=[A_i]_0$, $[B_j]=[B_j]_0$, можно выразить концентрации всех веществ через концентрацию одного из них, напр. A_1, и из закона действующих масс (2) и соотношений (4) получить кинетич. ур-ние для $[A_1]$:

$$\frac{d[A_1]}{dt} = F([A_1], [A_i]_0, [B_j]_0), \qquad (5)$$

причём ф-ция F кроме заданных нач. концентраций зависит только от одной переменной — концентрации вещества A_1. Интегрируя (5) по времени, можно получить $[A_1(t)]$, а следовательно, $[A_i(t)]$ и $[B_j(t)]$. График зависимости концентрации вещества, участвующего в реакции, от времени называется кинетической кривой.

Для сложных, многостадийных реакций закон действующих масс выполняется лишь для отд. стадий, но не для стехиометрич. ур-ния реакции. Исследование кинетики таких реакций проводится на основе системы кинетич. ур-ний:

$$\frac{d[X_i]}{dt} = F_i(X_1, X_2, \ldots, X_n), \qquad (6)$$

к-рые представляют собой законы сохранения для всех участвующих в реакции веществ. Ф-ции F_i представляют собой сумму выражений типа (2), каждое из слагаемых к-рых является вкладом к.-л. элементарного акта в образование или расход компонента X_i. Число нелинейных ур-ний в системе (6) в общем случае велико, и интегрирование её возможно чаще всего лишь при использовании быстродействующих ЭВМ. Возникающие при этом трудности связаны с разбросом в неск. порядков значений констант скоростей элементарных стадий реакции. Иногда скорость сложной хим. реакции записывают в виде «эффективного» закона действующих масс для стехиометрич. ур-ния, т. е. через концентрации исходных веществ.

В связи с огромным многообразием сложных хим. реакций полная их классификация вряд ли возможна. Реакции типа $A \to B \to C$ и $A \to B$, $A \to C$ наз. соответственно последовательными и параллельными. Реакции, протекающие в присутствии катализатора, т. е. вещества, к-рое вызывает или ускоряет реакцию, но не расходуется в её ходе, наз. каталитическими (автокаталитическими, если катализ осуществляется промежуточными или конечными продуктами). Реакция, идущая под влиянием другой реакции, наз. индуцированной или сопряжённой.

Важное место среди сложных реакций занимают цепные реакции, в к-рых один первичный акт активации приводит к превращению большого числа молекул исходных веществ. Цепная реакция начинается с акта зарождения цепи, в к-ром из молекул исходных веществ образуются активные частицы — атомы и радикалы, высокая реакционная способность к-рых связана с наличием у них одного или неск. неспаренных электронов. В результате взаимодействия таких активных частиц с молекулами вновь появляются новые атомы и радикалы. Если в этой стадии цепной реакции, наз. продолжением цепи, число неспаренных электронов не меняется, то реакция наз. неразветвлённой, в противном случае говорят о разветвлённой цепной реакции. Так, неразветвлённая цепная реакция хлорирования водорода, стехиометрич. ур-ние к-рой $H_2+Cl_2=2HCl$, содержит три элементарные стадии: 1) $Cl_2 \to 2Cl$, 2) $Cl + H_2 \to HCl + H$, 3) $H + Cl_2 \to HCl + Cl$. Наиб. изученная разветвлённая цепная реакция — реакция образования воды, к-рая протекает по стехиометрич. ур-нию $2H_2 + O_2 = 2H_2O$, её осн. элементарные стадии: 1) $H_2 + O_2 \to H + HO_2$, 2) $H_2 + O \to H + OH$, 3) $OH + H_2 \to H_2O + H$, 4) $O_2 + H \to OH + O$. В приведённых примерах активными частицами являются атомы Cl, O и H и радикал гидроксила OH. Реакции типа 1) наз. реакциями зарождения цепи — из насыщенных молекул возникают активные частицы. Реакции 2) и 3) — продолжение цепи: из одних активных частиц получаются активные частицы др. типа. Реакция 4) — разветвление цепи — число неспаренных электронов меняется от 1 до 3 (у атома H и гидроксила OH — по одному неспаренному электрону, у атома O — два).

В процессе развития цепной реакции может происходить гибель атомов и радикалов на стенках реакционного сосуда или в объёме реагирующей среды. Конкуренция гибели и размножения их в разветвлённых цепных реакциях приводит к своеобразным предельным явлениям (см. *Взрыв*).

Константы скоростей химической реакции. В задачу К. х. входит теоретич. определение констант скоростей элементарных стадий. Они зависят от темп-ры T и типа реагирующих молекул. Температурная зависимость скорости реакции определяется законом Аррениуса:

$$k = ze^{-\mathcal{E}/RT}, \qquad (7)$$

где z — предэкспоненциальный множитель, слабо зависящий от T, $\mathcal{E}$ — энергия активации, R — универсальная газовая постоянная. Закон Аррениуса свидетельствует о том, что для вступления в реакцию реагенты должны преодолеть потенц. барьер, высота к-рого $\mathcal{E}$, а множитель $\exp(-\mathcal{E}/RT)$, согласно распределению Максвелла — Больцмана (см. *Больцмана распределение*), пропорционален доле реагирующих частиц, имеющих энергию теплового движения, большую высоты барьера. Типичные значения энергии активации $\mathcal{E}$ десятки ккал/моль. При реакциях активных атомов и радикалов энергия активации меньше и, в частности, может равняться нулю.

Кинетич. теория газов позволяет дать оценку предэкспонентального множителя z для би- и тримолекулярных реакций в газовой фазе. Скорость бимолекулярной реакции $A+B$ пропорц. кол-ву двойных соударений $z_0[A][B]$, причём фактор двойных столкновений

$$z_0=(r_A+r_B)^2\left[8\pi RT\left(M_A^{-1}+M_B^{-1}\right)\right]^{1/2},$$

где r_A, r_B и M_A, M_B — радиусы и массы молекул. Т. к. хим. реакция может произойти только при определ. ориентации молекул в момент столкновения, то $k=pz_0$, где p — вероятность благоприятной ориентации, наз. стерич. фактором. Аналогичным образом может быть оценена и константа скорости тримолекулярной реакции. Поскольку p и z меньше единицы, факторы столкновений дают макс. оценку для констант скоростей реакции (для бимолекулярной реакции $z_0\sim10^{-10}$—-10^{-11} см^3/с, для тримолекулярной реакции $z_0\sim10^{-33}$—-10^{-35} см^6/с).

При мономолекулярных реакциях превращению подвергаются отд. частицы, обладающие избыточной энергией. Распад молекулы происходит при концентрации этой энергии на определ. хим. связи, к-рая в момент реакции разрывается. Если $\mathcal{E}$ — необходимая для разрыва связи энергия, а ν — частота внутримолекулярных колебаний, то $k\sim\nu\exp(-\mathcal{E}/RT)$. Типичные значения констант скоростей мономолекулярных реакций 10^{13}—10^{14} с$^{-1}$.

В жидкой фазе каждая молекула в течение определ. времени (10^{-9}—10^{-10} с) совершает колебания в окружении ближайших соседей, а затем перескакивает в др. положение равновесия. Если произошёл распад молекулы, то образовавшаяся пара радикалов находится в непосредств. близости друг от друга. Рекомбинация радикалов уменьшает константу скорости реакций в жидкой фазе по сравнению с реакциями в газе.

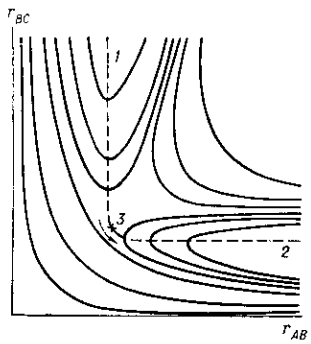


Рис. 1. Поверхность потенциальной энергии для реакции AB+C→A+BC [проекция уровней одинаковой энергии на плоскость (r_{AB}, r_{BC}), r — расстояние между атомами].

Нахождение абс. значения константы скорости хим. реакции через характеристики реагирующих молекул — задача *квантовой химии*. Её решение наталкивается на значит. трудности в связи с большим числом участвующих в реакции частиц (ядер, электронов). Поскольку при реакции происходит перегруппировка атомов, то меняется и потенц. энергия системы, зависящая от координат ядер атомов. На первом этапе решения задачи находится рельеф многомерной потенц. энергии с целью найти наиб. выгодный путь реакции, при к-ром реагирующая система преодолевает энергетич. барьер мин. высоты. Потенц. поверхность для реакции AB+C→A+CB (все атомы находятся на одной прямой) состоит из двух «долин» *1* и *2*, разделённых «перевалом» *3* (рис. 1). Энергетически наивыгоднейший путь обозначен пунктиром — он проходит через перевальную точку. Разрез потенц. поверхности вдоль реакц. пути изображён на рис. 2. Подавляющее большинство реально осуществляющихся элементарных актов развиваются по путям, близким к проходящему через перевальную точку. Состояние системы атомов, находящейся в перевальной точке или в непосредственной близости от неё, наз. переходным состоянием или активированным комплексом. Введение состояния, переходного между исходным и конечным состояниями, позволяет применить для вычисления константы скорости реакции методы статистич. механики.

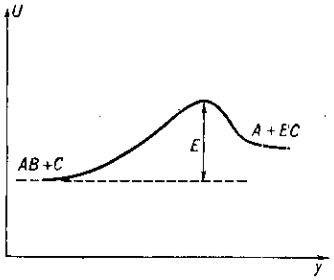


Рис. 2. Изменение потенциальной энергии U вдоль реакционного пути (y — координата реакции).

В методе переходного состояния, или активированного комплекса, предполагается, что равновесное распределение Максвелла—Больцмана не нарушается, акт реакции протекает адиабатически (электроны движутся гораздо быстрее ядер), движение ядер можно рассматривать методами классич. механики. Эти предположения позволяют найти концентрацию активированных комплексов и скорость их перехода через критич. конфигурацию, а следовательно, константу скорости хим. реакции. Последняя выражается через *статистические суммы* исходных частиц F_{AB}, F_C и активированного комплекса $F_{а.к.}$. Так, для рассмотренной выше бимолекулярной реакции

$$k=\frac{RT}{Nh}\frac{F_{а.к.}}{F_{AB}F_C}\exp(-\mathcal{E}/RT) \qquad (8)$$

(N — число Авогадро, h — Планка постоянная). При развитии теории скорости хим. реакции необходимо в нек-рых случаях учитывать искажения равновесного распределения за счёт самой хим. реакции и возможность подбарьерного прохождения частиц (*туннельный эффект*).

Макрокинетика химических реакций. Во мн. случаях (особенно в процессах хим. технологии) хим. превращение происходит в условиях, осложнённых разл. физ. факторами (выделение тепла и его отвод, движение вещества, перемешивание смеси, диффузия реагентов, подвод реагентов и удаление продуктов из реакц. сосуда). Учёт этих факторов — задача макроскопич. хим. кинетики. Характеристики элементарного хим. акта, взятые из микроскопич. теории или эксперимента, вводятся в ур-ния механики сплошных сред (ур-ния теплопроводности, диффузии, гидродинамики), решение к-рых позволяет рассчитать течение хим. превращения в реальных ситуациях.

Лит.: Франк-Каменецкий Д. А., Диффузия и теплопередача в химической кинетике, 3 изд., М., 1987; Глесстон С., Лейдлер К., Эйринг Г., Теория абсолютных скоростей реакций, пер. с англ., М., 1948; Семенов Н. Н., О некоторых проблемах химической кинетики и реакционной способности, 2 изд., М., 1958; Эмануэль Н. М., Кнорре Д. Г., Курс химической кинетики, 4 изд., М., 1984; Бенсон С., Основы химической кинетики, пер. с англ., М., 1964; Денисов Е. Т., Кинетика гомогенных химических реакций, М., 1978; Кондратьев В. Н., Никитин Е. Е., Химические процессы в газах, М., 1981.

Б. В. Новожилов.

КИНЕТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ГАЗОВ — раздел физики, изучающий свойства газов статистич. методами на основе представлений об их молекулярном строении и определ. законе взаимодействия между молекулами. Обычно к К. т. г. относят лишь теорию неравновесных свойств газов. Осн. объекты применения К. т. г.—

газы, газовые смеси и плазма, однако теория плазмы выделилась в самостоят. область.

Молекулы в газах движутся почти свободно в промежутках между столкновениями, приводящими к резкому изменению их скоростей. Время столкновения значительно меньше ср. времени пробега молекул газа между столкновениями, поэтому теория неравновесных процессов в газах значительно проще, чем в жидкостях или твёрдых телах. Наблюдаемые физ. характеристики газа представляют собой результат усреднённого движения всех его молекул. Для вычисления этих характеристик нужно знать распределение молекул газа по скоростям и пространств. координатам, т. е. знать ф-цию распределения $f(\boldsymbol{v}, \boldsymbol{r}, t)$. Произведение $f(\boldsymbol{v}, \boldsymbol{r}, t)d\boldsymbol{v}\,d\boldsymbol{r}$ определяет вероятное число молекул, находящихся в момент времени t в элементе объёма $d\boldsymbol{r}=dxdydz$ около точки $\boldsymbol{r}$ и обладающих скоростями в пределах $d\boldsymbol{v}=dv_x dv_y dv_z$ вблизи значения $\boldsymbol{v}$. Плотность n частиц газа в точке $\boldsymbol{r}$ в момент t равна $n(\boldsymbol{r}, t)=\int f(\boldsymbol{v}, \boldsymbol{r}, t)\,d\boldsymbol{v}$. Осн. задача К. т. г.— определение явного вида ф-ции $f(\boldsymbol{v}, \boldsymbol{r}, t)$, поскольку она позволяет вычислить ср. значения величин, определяющих состояние газа, и процессы переноса энергии, импульса и концентрации частиц, к-рые могут в нём происходить. Например, $\bar{v}=n^{-1}\int \boldsymbol{v} f(\boldsymbol{v}, \boldsymbol{r}, t)d\boldsymbol{v}$ — средняя скорость молекул газа, а $\overline{v^2}=n^{-1}\int v^2 f(\boldsymbol{v}, \boldsymbol{r}, t)d\boldsymbol{v}$ — средний квадрат их скорости.

Для газа, подчиняющегося классич. механике, в состоянии статистич. равновесия ф-ция f представляет собой *Максвелла распределение*:

$$f(v)=n\,(m/2\pi kT)^{3/2}\exp(-mv^2/2kT), \qquad (1)$$

где m — масса молекулы, T — абс. темп-ра. В этом случае $\overline{v^2}=3kT/m$, $\bar{v}=(8kT/\pi m)^{1/2}$.

Процессы переноса энергии, импульса и концентрации молекул в смесях происходят гл. обр. благодаря парным столкновениям молекул. Вероятное число $d\nu$ парных столкновений молекул со скоростями в пределах $d\boldsymbol{v}_1$ и $d\boldsymbol{v}_2$ около значений скоростей $\boldsymbol{v}_1$ и $\boldsymbol{v}_2$ в единицу времени равно:

$$d\nu=f(\boldsymbol{v}_1, \boldsymbol{r}, t)\,f(\boldsymbol{v}_2, \boldsymbol{r}, t)\,|\,\boldsymbol{v}_1-\boldsymbol{v}_2\,|\,\sigma\,d\Omega\,d\boldsymbol{v}_1\,d\boldsymbol{v}_2, \qquad (2)$$

где σ — дифференц. эфф. сечение рассеяния молекул в телесный угол $d\Omega$ в лаб. системе координат, зависящее от модуля их относит. скорости $|\boldsymbol{v}_1-\boldsymbol{v}_2|$ и угла θ между относит. скоростью и линией, соединяющей центры молекул в момент их наиб. сближения. Для модели молекул в виде упругих сфер $\sigma=d^2\cos\theta$, где d — диаметр молекул. Выражение (2) для числа столкновений основано на «гипотезе молекулярного хаоса», т. е. на предположении об отсутствии корреляции между скоростями сталкивающихся молекул, что справедливо для газов малой плотности.

Большую роль в К. т. г. играет ср. *длина свободного пробега* молекул l, т. е. расстояние, к-рое прошла бы молекула за ср. время между столкновениями, двигаясь со ср. скоростью $\bar{v}$, $l=\bar{v}/\nu$, где $\nu=n^{-1}\int d\nu$. Можно также определить l как ср. расстояние между двумя последоват. столкновениями. В этом случае сначала вычисляют длину пробега с данной скоростью, а затем её усредняют по скоростям. Для газа с молекулами в виде упругих сфер по 1-му определению $l=1/d^2n\pi\sqrt{2}$, а по 2-му $l=0{,}677/\pi d^2 n$.

Элементарная теория явлений переноса основана на понятии ср. длины свободного пробега и позволяет оценить по порядку величины все *кинетические коэффициенты*. Рассматривая перенос импульса, энергии, концентрации компонентов через единичную площадку в газе, можно соответственно получить значения коэф. вязкости μ, теплопроводности λ и взаимной диффузии D_{12} двух компонентов газовой смеси:

$$\mu=a\rho\bar{v}l/2, \quad \lambda=a'\rho C_V\bar{v}l/2,$$
$$D_{12}=a_1\bar{v}_1 l_1/2=a_2\bar{v}_2 l_2/2,$$

где C_V — теплоёмкость при пост. объёме, $\rho=mn$ — плотность газа, a, a', a_1, a_2 — численные коэф. ~ 1.

Последоват. К. т. г. основана на решении *кинетического уравнения Больцмана* для ф-ции f, к-рое следует из баланса числа молекул в элементе фазового объёма $d\boldsymbol{v}d\boldsymbol{r}$ с учётом (2):

$$\frac{\partial f}{\partial t}+\boldsymbol{v}\frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{r}}+\frac{\boldsymbol{F}}{m}\frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{v}}=$$
$$=\int\int\{f(\boldsymbol{v}', \boldsymbol{r}, t)\,f(\boldsymbol{v}_1', \boldsymbol{r}, t)-f(\boldsymbol{v}, \boldsymbol{r}, t)\,f(\boldsymbol{v}_1, \boldsymbol{r}, t)\}\times$$
$$\times|\,\boldsymbol{v}_1-\boldsymbol{v}\,|\,\sigma d\Omega\,d\boldsymbol{v}_1, \qquad (3)$$

где $\boldsymbol{F}$ — сила, действующая на молекулу с массой m, $\boldsymbol{v}$, $\boldsymbol{v}_1$ — скорости молекул до столкновения, $\boldsymbol{v}'$, $\boldsymbol{v}_1'$ — скорости молекул после столкновения; правая часть (3) наз. интегралом столкновений.

С помощью ур-ния (3) можно решить все осн. задачи К. т. г., т. е. получить ур-ния переноса импульса, энергии и концентрации компонентов смеси (ур-ния Навье—Стокса, ур-ния теплопроводности и диффузии) и вычислить входящие в них кинетич. коэф. μ, λ, D_{12}.

Из ур-ния (3) следует *Больцмана H-теорема*, согласно к-рой $\partial H/\partial t\leqslant 0$, где $H=\int\int f\ln f d\boldsymbol{v}d\boldsymbol{r}$ — H-функция Больцмана. Для распределения Максвелла $\partial H/\partial t=0$. H-функция Больцмана пропорц. энтропии, $S=-kH$, следовательно, убывание H означает возрастание энтропии.

При решении кинетич. ур-ния исходят из определ. модельных представлений о взаимодействии молекул. В простейшей модели жёстких упругих молекул при столкновении не происходит передачи момента импульса и изменения эфф. размера молекул. Более реалистична модель, в к-рой молекулы рассматривают как центры сил с потенциалом $\varphi(\boldsymbol{r}_1-\boldsymbol{r}_2)$. Дифференц. эфф. сечение в (3) выражают через параметры столкновения классич. механики: $\sigma d\Omega=bdbd\varepsilon$ (b — прицельное расстояние, ε — азимутальный угол линии центров). Для $\varphi(r)$ берут обычно ф-ции простого вида, напр. $\varphi(r)=(d/r)^p$ (p — показатель отталкивания). Эта модель допускает сжимаемость молекулы. Для большинства реальных газов p принимает значения между $p=9$ (мягкие молекулы) и $p=15$ (жёсткие молекулы). В частном случае $p=4$ (максвелловские молекулы) решение кинетич. ур-ния сильно упрощается, т. к. можно найти собств. ф-ции линеаризованного интеграла столкновений, и первое приближение для коэф. переноса совпадает с точным значением. Для учёта эффектов притяжения и отталкивания используют модель, в к-рой отталкивание описывается потенциалом твёрдых сфер, а притяжение — степенным законом. Довольно реалистич. форму имеет потенциал Ленард-Джонса

$$\varphi(r)\sim\left[\left(\frac{d}{r}\right)^{12}-\left(\frac{d}{r}\right)^{6}\right].$$

Поскольку в ур-ние (3) взаимодействие входит только через эфф. сечение рассеяния, часто берут для него выражение, полученное в квантовой механике.

Для решения ур-ния (3) разработаны разл. методы, напр. метод Чепмена — Энскога, основанный на получении решений, зависящих от времени лишь через ср. плотность частиц $n(\boldsymbol{r}, t)$, ср. гидродинамич. скорость $\boldsymbol{u}(\boldsymbol{r}, t)$ и темп-ру $T(\boldsymbol{r}, t)$, т. е. пять первых моментов ф-ции f. Эти решения близки к локально-равновесному распределению Максвелла (1):

$$f_0=n\,(\boldsymbol{r}, t)\,[m/2\pi kT\,(\boldsymbol{r}, t)]^{3/2}\exp[-mc^2/2kT\,(\boldsymbol{r}, t)], \qquad (4)$$
$$\boldsymbol{c}=\boldsymbol{v}-\boldsymbol{u}\,(\boldsymbol{r}, t),$$

к-рое обращает в нуль интеграл столкновений в кинетич.

ур-нии и поэтому для слабо неоднородного газа может служить нулевым приближением для его решения. Ф-ции $n(\boldsymbol{r}, t)$, $T(\boldsymbol{r}, t)$, $\boldsymbol{u}(\boldsymbol{r}, t)$ определяют из условия совпадения ср. значений плотности частиц, ср. скорости, ср. квадрата скорости (кинетич. энергии), вычисленных с помощью ф-ции (4) и ф-ции f, являющейся решением ур-ния (3).

Для слабо неоднородного газа в первом приближении решение ур-ния (3) имеет вид $f=f_0(1+\Phi)$, где Φ удовлетворяет интегральному ур-нию

$$n^2 I(\Phi) = -f_0\{(mc^2/2kT - {}^5/_2)\, c_i d\ln T/dx_i + (m/kT)(c_i c_j - c^2\delta_{ij}/3)\, du_i/dx_j\}, \qquad (5)$$

в к-ром проводится суммирование по повторяющимся индексам;

$$n^2 I(\Phi) = \int\int f_0(\boldsymbol{v}) f_0(\boldsymbol{v}_1)(\Phi + \Phi_1 - \Phi' - \Phi_1')\times \times |\boldsymbol{v} - \boldsymbol{v}_1|\, \sigma d\Omega d\boldsymbol{v}_1$$

— линеаризованный интеграл столкновений, δ_{ij} — единичный тензор.

Из условия разрешимости (5) следует, что

$$\Phi = -n^{-1}A_i(\boldsymbol{c})\, d\ln T/dx_i - n^{-1}B_{ij}(\boldsymbol{c})\, du_i/dx_j,$$

векторная и тензорная ф-ции $A_i(\boldsymbol{c})$, $B_{ij}(\boldsymbol{c})$ определяют неравновесные поправки к тензору напряжений p_{ij} и потоку тепла $\boldsymbol{q}$ и, следовательно, коэф. вязкости η и теплопроводности λ:

$$p_{ij} = -\eta\left\{\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3}\delta_{ij}\operatorname{div}\boldsymbol{u}\right\},$$

$$\boldsymbol{q} = -\lambda \operatorname{grad} T,$$

$$\eta = (kT/10)\,[B_{ij}, B_{ij}], \quad \lambda = (k/3)\,[A_i, A_i],$$

где $A_i(\boldsymbol{c}) = A(\boldsymbol{c})c_i$, $B_{ij}(\boldsymbol{c}) = B(\boldsymbol{c})(c_i c_j - c^2\delta_{ij}/3)$, $[A_i, A_i] = \int A_i(\boldsymbol{c})\, I[A_i(\boldsymbol{c})]\, d\boldsymbol{c}$ — т. н. интегральные скобки (для $[B_{ij}, B_{ij}]$—аналогично). Для вычисления η и λ обычно выбирают для $A(\boldsymbol{c})$ и $B(\boldsymbol{c})$ пробную конечную комбинацию ортогональных полиномов и используют вариац. принцип минимальности *производства энтропии*.

Первое приближение для η и λ даёт выражения:

$$\eta = 5kT/8\Omega^{(2,2)}, \quad \lambda = 25C_V kT/16\Omega^{(2,2)},$$

где

$$\Omega^{(2,2)} = (kT/\pi m)^{1/2}\int_0^\infty \exp(-g^2)\, g^7\, Q^{(2)}(g)\, dg$$

— величина, пропорциональная зависящему от времени эфф. сечению рассеяния для данного типа взаимодействия,

$$Q^{(2)}(g) = 2\pi\int[1-\cos^2\chi(b, g)]\, b\, db$$

— транспортное сечение рассеяния, где $\chi(b, g)$ — угол рассеяния, g — безразмерная относит. скорость. Для модели упругих шаров

$$\eta = \frac{5}{16}\frac{(\pi mkT)^{1/2}}{\pi d^2}, \quad \lambda = \frac{25}{32}\frac{C_V(\pi mkT)^{1/2}}{\pi d^2}.$$

Для газовой смеси вводят ф-ции распределения для каждой из компонент и получают систему кинетич. ур-ний. В этом случае решения для ф-ций распределения f_k содержат дополнит. член $\boldsymbol{D}_k(\boldsymbol{c})\operatorname{grad} n_k$, где $\boldsymbol{D}_k(\boldsymbol{c})$ определяют диффузионные потоки и, следовательно, коэф. диффузии.

В ионизованных газах ионы и электроны взаимодействуют по закону Кулона $\varphi(r)\sim r^{-1}$, в сферу эфф. взаимодействия попадает много частиц и концепция парных столкновений, строго говоря, не применима. Однако и в этом случае для вычисления η и λ можно использовать кинетич. ур-ние, если учесть, что гл. роль играют столкновения с большим прицельным расстоянием (малой передачей импульса) и имеет место экранирование кулоновского взаимодействия.

В кинетич. теории квантовых газов нужно учитывать изменения, связанные со статистикой частиц. Если газ подчиняется квантовой статистике, то вероятность столкновения будет зависеть не только от заполнения состояний сталкивающихся частиц, но и от заполнения состояний, в к-рые частицы переходят. Для квантовых газов интегралы столкновений содержат множители

$$f(\boldsymbol{v}_1, t)\, f(\boldsymbol{v}_2, t)[1 \mp f(\boldsymbol{v}_1', t)][1 \mp f(\boldsymbol{v}_2', t)],$$

здесь верх. знак относится к *Ферми — Дирака статистике*, а нижний — к *Бозе — Эйнштейна статистике*.

Лит.: Боголюбов Н. Н., Проблемы динамической теории в статистической физике, М.—Л., 1946, его же, Избр. труды по статистической физике, М., 1979; Больцман Л., Лекции по теории газов, пер. с нем., М., 1953; Чепмен С., Каулинг Т., Математическая теория неоднородных газов, пер. с англ., М., 1960; Коган М. Н., Динамика разреженного газа, М., 1967; Силин В. П., Введение в кинетическую теорию газов, М., 1971; Либов Р., Введение в теорию кинетических уравнений, пер. с англ., М., 1974; Климонтович Ю. Л., Кинетическая теория неидеального газа и неидеальной плазмы, М., 1975; Ферцигер Дж., Капер Г., Математическая теория процессов переноса в газах, пер. с англ., М., 1976; Черчиньяни К., Теория и приложения уравнения Больцмана, пер. с англ., М., 1978; Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Физическая кинетика, М., 1979.

Д. Н. Зубарев.

КИНЕТИ́ЧЕСКАЯ ЭНЕ́РГИЯ — энергия механич. системы, зависящая от скоростей её точек. К. э. *Т материальной точки* измеряется половиной произведения массы m этой точки на квадрат её скорости v, т. е. $T = {}^1/_2 mv^2$. К. э. механич. системы равна арифметич. сумме К. э. всех её точек: $T = \sum_k {}^1/_2 m_k v_k^2$. Выражение К. э. системы можно ещё представить в виде $T = {}^1/_2 Mv_c^2 + T_c$, где M — масса всей системы, v_c — скорость центра масс, T_c — К. э. системы в её движении по отношению к системе отсчёта, перемещающейся поступательно вместе с центром масс.

К. э. твёрдого тела, движущегося поступательно, вычисляется так же, как К. э. точки, имеющей массу, равную массе всего тела. Ф-лы для вычисления К. э. тела, вращающегося вокруг неподвижной оси или точки, см. в ст. *Вращательное движение*.

Изменение К. э. системы при её перемещении из положения (конфигурации) 1 в положение 2 происходит под действием приложенных к системе внеш. и внутр. сил и равно сумме работ A_k^e и A_k^i этих сил на данном перемещении: $T_2 - T_1 = \sum_k A_k^e + \sum_k A_k^i$. Это равенство выражает теорему об изменении К. э., с помощью к-рой решаются мн. задачи динамики.

При скоростях, близких к скорости света, К. э. материальной точки

$$T = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} - m_0 c^2,$$

где m_0 — масса покоящейся точки, c — скорость света в вакууме ($m_0 c^2$ — энергия покоящейся точки). При малых скоростях ($v \ll c$) последнее соотношение переходит в обычную ф-лу: $T = m_0 v^2/2$. См. также *Энергия*, *Энергии сохранения закон*, *Относительности теория*.

Лит. см. при ст. *Динамика*.

С. М. Targ.

КИНЕТИ́ЧЕСКИЕ КОЭ́ФФИЦИЕ́НТЫ — коэф. L_{ik}, к-рые входят в линейные соотношения *термодинамики неравновесных процессов* $I_i = \sum_k L_{ik}X_k$, выражающие связь потоков I_i физ. величин (напр., потоков энергии, массы компонентов, импульса и др.) с вызывающими эти потоки термодинамич. силами X_k (градиентами темп-ры T, хим. потенциала μ, гидродинамич. скорости $\boldsymbol{v}$). Коэф. L_{ik} наз. также онсагеровскими К. к., если силы и потоки выбраны так, что производство энтропии в системе в единицу времени вследствие необратимых процессов равно $\sigma = \sum_{i,k} X_i L_{ik} X_k$.

Онсагеровские К. к. удовлетворяют *Онсагера теореме* (или соотношениям взаимности Онсагера), выражающей свойства симметрии К. к.: $L_{ik}=L_{ki}$ в отсутствие магн. поля и вращения системы как целого, когда потоки I_i и I_k имеют одинаковую чётность (симметрию относительно обращения времени). Онсагеровские К. к. можно выразить через коэф. теплопроводности, диффузии, вязкости и др., к-рые также наз. К. к. Вычисление К. к. на основе представления о молекулярном строении среды — задача *кинетики физической*, в частности *кинетической теории газов*.

Лит.: де Гроот С., Мазур П., Неравновесная термодинамика, пер. с англ., М., 1964, гл. 4—5. *Д. Н. Зубарев.*

КИНЕТИЧЕСКИЕ УРАВНЕНИЯ для плазмы — замкнутая система ур-ний для одночастичных ф-ций распределения частиц плазмы по координатам $\boldsymbol{r}$ и скоростям $\boldsymbol{v}$ (импульсам $\boldsymbol{p}$) совместно с *Максвелла уравнениями* для ср. напряжённостей эл.-магн. полей, создаваемых частицами плазмы. Кинетич. (статистич.) подход к описанию состояния плазмы часто играет важную роль в описании макроскопич. свойств плазмы, к-рые не могут быть выявлены при гидродинамич. подходе. Напр., возникновение ленгмюровских волн при движении двух электронных пучков навстречу друг другу с равными скоростями описывается кинетич. теорией при рассмотрении пучков как двух жидкостей. Если же электроны в данном примере рассматривать при гидродинамич. подходе как единую жидкость с равной нулю ср. скоростью, то возникновение ленгмюровской неустойчивости нельзя предсказать.

Наиб. простыми являются К. у. для полностью ионизованной электронно-ионной плазмы — ур-ния для ф-ций распределения $f_a(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{p}, t)$ электронов ($a=e$), однозарядных ионов ($a=i$) и напряжённостей электрич. $\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r}, t)$ и магн. $\boldsymbol{B}(\boldsymbol{r}, t)$ полей. Эти ф-ции являются первыми моментами соответствующих микроскопич. случайных ф-ций (см. *Моменты*): микроскопич. фазовых плотностей $N_a(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{p}, t)$ и микроскопич. напряжённостей полей $\boldsymbol{E}^{\text{м}}(\boldsymbol{r}, t)$ и $\boldsymbol{B}^{\text{м}}(\boldsymbol{r}, t)$. Точные ур-ния для ф-ций f_a, $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{B}$ имеют вид

$$\frac{\partial f_a}{\partial t}+\boldsymbol{v}\frac{\partial f_a}{\partial \boldsymbol{r}}+e_a\left(\boldsymbol{E}+\frac{1}{c}[\boldsymbol{vB}]\right)\frac{\partial f_a}{\partial \boldsymbol{p}}=I_a(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{p}, t);$$

$$\operatorname{rot}\boldsymbol{B}=\frac{1}{c}\frac{\partial \boldsymbol{E}}{\partial t}+\frac{4\pi}{c}\sum_a e_a n_a\int \boldsymbol{v} f_a\, d\boldsymbol{p};\ \operatorname{div}\boldsymbol{B}=0; \quad (1)$$

$$\operatorname{rot}\boldsymbol{E}=-\frac{1}{c}\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t};\ \operatorname{div}\boldsymbol{E}=4\pi\sum_a e_a n_a\int f_a\, d\boldsymbol{p}.$$

Они не являются ещё замкнутыми, т. к. «интегралы столкновений» $I_a(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{p}, t)$ определяются вторыми моментами флуктуаций случайных величин N_a, $\boldsymbol{E}^{\text{м}}$, $\boldsymbol{B}^{\text{м}}$:

$$n_a I_a(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{p}, t)=-\frac{\partial}{\partial \boldsymbol{p}}\left(e_a\overline{\delta N_a \delta \boldsymbol{E}}+\frac{e_a}{c}[\boldsymbol{v}\overline{\delta N_a \delta \boldsymbol{B}}]\right). \quad (2)$$

Ур-ния (1) справедливы и для релятивистской плазмы; в этом случае импульс и скорость связаны равенством $\boldsymbol{p}=m_a\boldsymbol{v}/\sqrt{1+v^2/c^2}$.

Для кулоновской плазмы, в к-рой потенциал взаимодействия заряж. частиц Φ_{ab} определяется законом Кулона ($\Phi_{ab}=e_a e_b/r$), интегралы I_a могут быть выражены через двухчастичные корреляц. ф-ции заряж. частиц g_{ab}:

$$I_a=\sum_b n_b\int\frac{\partial \Phi_{ab}}{\partial \boldsymbol{r}}\frac{\partial}{\partial \boldsymbol{p}}g_{ab}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{p}, \boldsymbol{r}', \boldsymbol{p}', t)\, d\boldsymbol{r}'\, d\boldsymbol{p}'. \quad (3)$$

Если ф-цию g_{ab} выразить через f_a, то получается замкнутая система ур-ний для ф-ций f_a, $\boldsymbol{E}$, $\boldsymbol{B}$. Это оказывается возможным, напр., для разреженной плазмы при не очень больших отклонениях от состояния равновесия, когда осн. роль играют мелкомасштабные флуктуации с радиусом корреляции $\leqslant r_D$ (*дебаевского радиуса экранирования*). В разреженной плазме число частиц N_D в сфере с дебаевским радиусом много больше единицы. По этой причине, в отличие от разреженного газа, где осн. роль играют парные столкновения, в разреженной плазме с эфф. радиусом взаимодействия r_D взаимодействие носит дальнодействующий коллективный характер. (Поэтому слова «интегралы столкновений» поставлены выше в кавычках.) Если длина релаксации $l_{\text{рел}}$ («длина свободного пробега») и время релаксации («время свободного пробега») $\tau_{\text{рел}}$, определяемые интегралами столкновений в разреженной плазме, достаточно велики по сравнению с r_D, r_D/v, т. е.

$$l_{\text{рел}}\gg r_D \text{ и } \tau_{\text{рел}}\gg r_D/v, \quad (4)$$

то ф-ции g_{ab} удаётся выразить через f_a.

Для нерелятивистской классич. (неквантовой) плазмы интеграл столкновений в наиболее часто употребляемой форме, предложенной Ландау, имеет вид

$$I_a(p, t)=\sum_b e_a^2 e_b^2 n_b\frac{\partial}{\partial p_i}\int\frac{k_i k_j}{k^4}\delta(kv-kv')\times$$

$$\times\left\{\frac{\partial f_a(p, t)}{\partial p_j}f_b(p', t)-\frac{\partial f_b(p', t)}{\partial p_j'}f_a(p, t)\right\}dk\, dp. \quad (5)$$

Область интегрирования по k здесь ограничена условиями $1/l_{\text{л}}>k>1/r_D$ ($l_{\text{л}}=e^2/kT$ — т. н. длина Ландау). Левое неравенство есть следствие условия слабого взаимодействия, к-рое используется при выводе (5), а правое предполагает малую роль крупномасштабных флуктуаций с радиусом корреляций $>r_D$. Это оправдано при условии близости к равновесному состоянию. Используется и более общее выражение для интеграла столкновений (т. н. форма Балеску — Ленарда), в к-ром учитывается влияние электрич. поляризуемости плазмы. При этом отпадает необходимость в условии $k>1/r_D$. Интегралы столкновений (5) слабо зависят от выбора границ области интегрирования по k, т. к. величины $l_{\text{л}}$ и r_D в окончат. результатах входят лишь под знаком логарифма (*кулоновский логарифм*).

Интегралы столкновений I_a для плазмы обладают свойствами

$$\sum n_a\int\varphi_a I_a dp\begin{cases}=0 \text{ при } \varphi_a(p)=1,\ p,\ p^2/2m,\\ >0 \text{ при } \varphi_a(p)=-k\ln f_a,\end{cases} \quad (6)$$

к-рые обеспечивают сохранение полных плотности числа частиц, плотности импульса и плотности кинетич. энергии идеальной плазмы, а также возрастание энтропии при установлении равновесного состояния в изолированной плазме (*Больцмана H-теорема*). Возможно обобщение К. у. на случай неидеальной плазмы, когда взаимодействие заряж. частиц определяет не только релаксац. процессы, но и даёт вклад в термодинамич. ф-ции.

К. у. для плазмы существенно упрощаются в двух предельных случаях. Для случая, когда длины свободных пробегов $l_{\text{рел}}$ и соответствующие времена релаксации $\tau_{\text{рел}}$ велики по сравнению с характерными параметрами L и T задачи, столкновениями частиц можно пренебречь, учитывая лишь коллективное взаимодействие частиц через ср. (самосогласованные) поля. Это т. н. бесстолкновительное приближение приводит к ур-нию Власова:

$$\frac{\partial f_a}{\partial t}+\boldsymbol{v}\frac{\partial f_a}{\partial \boldsymbol{r}}+e_a\left(\boldsymbol{E}+\frac{1}{c}[\boldsymbol{vH}]\right)\frac{\partial f_a}{\partial \boldsymbol{p}}=0. \quad (7)$$

Ур-ние Власова само по себе является обратимым. Однако поскольку бесстолкновительное приближение справедливо лишь для ограниченной плазмы, то необратимость возникает через диссипативные граничные условия, а также при усреднении нач. условий по бесконечно малому интервалу времени при переходе от микроскопич. фазовой плотности к одночастичной ф-ции распределения. Бесстолкновительное приближение имеет широкую область применения — от высокотемпературной плазмы термоядерных установок до космич. плазмы.

Во втором предельном случае, когда $l_{рел} \ll L$ и $\tau_{рел} \ll T$, возможен переход от К. у. для плазмы к соответствующим газодинамич. ур-ниям, учитывающим столкновения (см. *Кинетическое уравнение Больцмана*).

Для описания сильно неравновесных процессов К. у. для плазмы уже недостаточны, т. к. существенными оказываются крупномасштабные флуктуации распределений частиц и напряжённостей поля. Простейшим примером их учёта служат ур-ния *квазилинейной теории плазмы*, используемые для описания слабой турбулентности плазмы.

Лит.: Ландау Л. Д., Кинетическое уравнение в случае кулоновского взаимодействия, «ЖЭТФ», 1937, т. 7, с. 203; Власов А. А., О вибрационных свойствах электронного газа, «ЖЭТФ», 1938, т. 8, с. 291; Климонтович Ю. Л., Статистическая теория неравновесных процессов в плазме, М., 1964; его же, Кинетическая теория неидеального газа и неидеальной плазмы, М., 1975; его же, Статистическая физика, М., 1982; Балеску Р., Статистическая механика заряженных частиц, пер. с англ., М., 1967; Кадомцев Б. Б., Коллективные явления в плазме, М., 1976; Арцимович Л. А., Сагдеев Р. З., Физика плазмы для физиков, М., 1979.

Ю. Л. Климонтович.

КИНЕТИЧЕСКИЙ МОМЕНТ — то же, что *момент количества движения*.

КИНЕТИЧЕСКИЙ ПОТЕНЦИАЛ — то же, что *Лагранжа функция*.

КИНЕТИЧЕСКОЕ УРАВНЕНИЕ БОЛЬЦМАНА — интегродифференц. ур-ние, к-рому удовлетворяют неравновесные одночастичные *функции распределения* системы из большого числа частиц, напр. ф-ция распределения $f(\boldsymbol{v}, \boldsymbol{r}, t)$ молекул газа по скоростям $\boldsymbol{v}$ и координатам $\boldsymbol{r}$, ф-ции распределения электронов в металле, фононов в кристалле и т. п. К. у. Б.— осн. ур-ние микроскопич. теории неравновесных процессов (*кинетики физической*), в частности *кинетической теории газов*. К. у. Б. в узком смысле наз. выведенное Л. Больцманом (L. Boltzmann) кинетич. ур-ние для газов малой плотности, молекулы к-рых подчиняются классич. механике. К. у. Б. для *квазичастиц* в кристаллах, напр. для электронов в металле, наз. также кинетич. ур-ниями или ур-ниями переноса.

К. у. Б. представляет собой ур-ние баланса числа частиц (точнее, точек, изображающих состояние частиц) в элементе фазового объёма $d\boldsymbol{v}d\boldsymbol{r}$ ($d\boldsymbol{v}=dv_x dv_y dv_z$; $d\boldsymbol{r}=dxdydz$) и выражает тот факт, что изменение ф-ции распределения частиц $f(\boldsymbol{v}, \boldsymbol{r}, t)$ со временем t происходит вследствие движения частиц под действием внеш. сил и столкновений между ними. Для газа, состоящего из частиц одного сорта, К. у. Б. имеет вид

$$\frac{\partial f}{\partial t}+\left(\boldsymbol{v}\frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{r}}\right)+\frac{1}{m}\left(\boldsymbol{F}\frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{v}}\right)=\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{ст}, \qquad (1)$$

где $\partial f/\partial t$ — изменение плотности числа частиц в элементе фазового объёма $d\boldsymbol{v}d\boldsymbol{r}$ за единицу времени, $\boldsymbol{F}=\boldsymbol{F}(\boldsymbol{r}, t)$ — сила, действующая на частицу (может зависеть также и от скорости), $(\partial f/\partial t)_{ст}$ — изменение ф-ции распределения вследствие столкновений (интеграл столкновений). Второй и третий члены ур-ния (1) характеризуют соотв. изменения ф-ции распределения в результате перемещения частиц в пространстве и действия внеш. сил. Её изменение, обусловленное столкновениями частиц, связано с уходом частиц из элемента фазового объёма при т. н. прямых столкновениях и пополнением объёма частицами, испытавшими «обратные» столкновения. Если рассчитывать столкновения по законам классич. механики и считать, что нет корреляции между динамич. состояниями сталкивающихся молекул, то

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{ст}=\int (f'f_1'-ff_1)\, u\sigma(u, \vartheta)\, d\Omega\, d\boldsymbol{v}_1. \qquad (2)$$

Здесь $f=f(\boldsymbol{v}, \boldsymbol{r}, t)$, $f_1=f(\boldsymbol{v}_1, \boldsymbol{r}, t)$,

$$f'=f(\boldsymbol{v}', \boldsymbol{r}, t),\quad f_1'=f(\boldsymbol{v}_1', \boldsymbol{r}, t);$$

$\boldsymbol{v}$, $\boldsymbol{v}_1$ — скорости частиц до столкновения, $\boldsymbol{v}'$, $\boldsymbol{v}_1'$ — скорости тех же частиц после столкновения, $u=|\boldsymbol{v}-\boldsymbol{v}_1|$ — величина относит. скорости сталкивающихся частиц, $\sigma(u, \vartheta)$ — дифференц. эфф. сечение рассеяния частиц в телесный угол $d\Omega$ в лаб. системе координат, ϑ — угол между относит. скоростью и линией центров. Напр., для жёстких упругих сфер, имеющих радиус R, $\sigma=4\pi R^2\cos\vartheta$, для частиц, взаимодействующих по закону центр. сил, $\sigma d\Omega=bdbd\varepsilon$ (b — прицельный параметр, ε — азимутальный угол линии центров).

К. у. Б. учитывает только парные столкновения между молекулами; оно справедливо при условии, что *длина свободного пробега* молекул значительно больше линейных размеров области, в к-рой происходит столкновение (для газа из упругих частиц это область порядка диаметра частиц). Поэтому К. у. Б. применимо для не слишком плотных газов. Иначе будет несправедливо осн. предположение об отсутствии корреляции между состояниями сталкивающихся частиц (гипотеза молекулярного хаоса). Если система находится в статистич. равновесии, то интеграл столкновений (2) обращается в нуль и решением К. у. Б. является *Максвелла распределение*.

При более строгом подходе для построения К. у. Б. исходят из *Лиувилля уравнения* для плотности распределения всех молекул газа в фазовом пространстве, из к-рого получают систему ур-ний для ф-ций распределения одной, двух и т. д. молекул (*Боголюбова уравнения*). Эту цепочку ур-ний решают с помощью разложения по степеням плотности частиц с использованием граничного условия ослабления корреляций, заменяющего гипотезу молекулярного хаоса.

Решение К. у. Б. при разл. предположениях о силах взаимодействия между частицами — предмет кинетич. теории газов, к-рая позволяет вычислить *кинетические коэффициенты* и получить макроскопич. ур-ния для процессов переноса (*вязкости*, *диффузии*, *теплопроводности*).

Для квантовых газов значения эфф. сечений рассчитывают на основе квантовой механики с учётом неразличимости одинаковых частиц и того факта, что вероятность столкновения зависит не только от произведения ф-ций распределения сталкивающихся частиц, но и от ф-ций распределения частиц после столкновения. Для фермионов в результате этого вероятность столкновения будет уменьшаться, а для бозонов — увеличиваться. Оператор столкновения в квантовом случае принимает вид

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{ст}=\frac{g}{h^2}\int \{f'f_1'(1\mp f)(1\mp f_1)- \\ -ff_1(1\mp f')(1\mp f_1')\}\, u\sigma(u, \vartheta)\, d\Omega\, d\boldsymbol{p}, \qquad (3)$$

где знак минус соответствует *Ферми — Дирака статистике*, а знак плюс — *Бозе — Эйнштейна статистике*, g — статистич. вес состояния ($g=1$ для частиц со спином, равным нулю, и $g=2$ для частиц со спином $^1/_2$), $\boldsymbol{p}$ — импульс частицы. Ф-ции $f(\boldsymbol{p}, \boldsymbol{r}, t)$ нормированы так, что представляют ср. число частиц в точке $(\boldsymbol{p}, \boldsymbol{r})$. Равновесные ф-ции распределения Ферми и Бозе обращают в нуль оператор столкновения (3).

Важным частным случаем К. у. Б. является кинетич. ур-ние для нейтронов, к-рые рассеиваются и замедляются ядрами среды. В этом случае внеш. сил нет и в ур-нии (1) надо положить $\boldsymbol{F}=0$. Плотность числа нейтронов обычно мала, так что можно пренебречь столкновениями между ними и учитывать лишь их столкновения с ядрами среды (см. *Диффузия нейтронов*, *Замедление нейтронов*).

Процессы переноса, связанные с движением электронов в металле, также можно исследовать с помощью К. у. Б. В отсутствие колебаний решётки электроны свободно распространяются в металле и описываются плоскими волнами, модулированными с периодом решётки и зависящими от волнового вектора $\boldsymbol{k}$ и номера энергетич. зоны l. Тепловое движение атомов решётки нарушает периодичность и приводит к рассеянию электронов (столкновениям между электронами и фононами). Ф-ция распределения электронов

$n(k, l, t)$ удовлетворяет К. у. Б. типа (1), в к-ром $F=e\{E+c^{-1}[v, H]\}$ (E и H — напряжённости электрич. и магн. полей, e — заряд электрона), а интеграл столкновений имеет вид

$$\left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_{\text{ст}} = \sum_{k', l', s} |(k'l'|A|kl, s)|^2 \delta(\mathcal{E}'-\mathcal{E}-\hbar\omega) \times \times\{(N+1)n'(1-n)-Nn(1-n')\}, \quad (4)$$

где $n=n(k, l)$, $n'=n(k', l')$; k, l, k' и l' — волновые векторы и номера зон до и после столкновения, $N=N(f, s)$ — ф-ция распределения фононов, f и s — волновой вектор и поляризация фононов, $\mathcal{E}$, $\mathcal{E}'$ — нач. и конечная энергии электрона при возбуждении фонона с энергией $\hbar\omega$; δ — дельта-ф-ция, $(k'l'|A|kl, s)$ — матричные элементы перехода электрона из состояния k, l в состояние k', l', к-рые оценивают, исходя из определ. гипотез о механизме взаимодействия электронов с решёткой. Выражение (4) получено в предположении, что время свободного пробега электронов значительно больше неопределённости для времени столкновения. Теория электропроводности, термоэлектрич. и гальваномагн. явлений в металлах и полупроводниках основана на решении К. у. Б.

В нек-рых случаях конденсиров. систем, когда известен характер теплового движения, можно построить К. у. Б. для элементарных возбуждений (квазичастиц). Напр., теория процессов переноса энергии в кристаллич. решётке основана на ур-нии такого типа. Если в выражении для потенц. энергии решётки ограничиться квадратичными относительно смещений атомов членами, то тепловое движение атомов в кристалле описывается свободно распространяющимися фононами — квантами нормальных колебаний решётки. Учёт членов 3-й степени приводит к возможности столкновений между фононами. В результате ф-ция распределения фононов $N(f, s)$ будет изменяться во времени согласно кинетич. ур-нию

$$\frac{\partial N}{\partial t}+\left(\frac{\partial\omega}{\partial f}\frac{\partial N}{\partial r}\right)=\left(\frac{\partial N}{\partial t}\right)_{\text{ст}}, \quad (5)$$

$$\left(\frac{\partial N}{\partial t}\right)_{\text{ст}}=\frac{\hbar}{32\pi^2\rho}\int df\left\{\sum_{s', s''}|b(fs; f's'; s'')|^2\omega\omega'\omega''\times\right.$$
$$\times\delta(\omega+\omega'-\omega'')[(N+1)(N'+1)N''-NN'(N''+1)]+$$
$$+\sum_{s', s''}\frac{1}{2}|b(fs; f's'; s'')|^2\omega\omega'\omega''\delta(\omega-\omega'-\omega'')\times$$
$$\left.\times[(N+1)N'N''-N(N'+1)(N''+1)]\right\},$$

где $N=N(f, s)$, $N'=N(f', s')$, $N''=N(f'', s'')$, $\omega=\omega(f, s)$, $\omega'=\omega(f', s')$, $\omega''=\omega(f'', s'')$, $b(fs; f's'; s'')$ — коэф. при кубич. членах в разложении потенц. энергии кристалла по отклонениям атомов из положения равновесия, ρ — плотность. Ур-ние (5) описывает тройные столкновения фононов с уничтожением двух фононов и рождением одного (и обратные им процессы). Оно является ур-нием баланса фононов, движущихся в волновом пакете с групповой скоростью $\partial\omega/\partial f$ и сталкивающихся между собой. Теория теплопроводности непроводящих кристаллов основана на решении ур-ния (5) при малых отклонениях от статистич. равновесия.

К. у. Б. применимо также к процессам, в к-рых частицы испытывают взаимные превращения, напр. в теории ливней, образующихся при попадании космич. частиц больших энергий в атмосферу. В этом случае кинетич. ур-ния составляются как система ур-ний баланса для заряж. частиц и фотонов в данном интервале энергии и импульса. Эти ур-ния выражают тот факт, что изменение ф-ции распределения (кроме эффектов рассеяния) происходит вследствие образования пар заряж. частиц фотонами и испускания заряж. частицами фотонов в виде тормозного излучения в поле ядер. На решении этих ур-ний основана каскадная теория ливней.

Лит. см. при статьях *Кинетическая теория газов*, *Кинетика физическая*.

Д. Н. Зубарев.

КИНЕТИ́ЧЕСКОЕ УРАВНЕ́НИЕ ОСНОВНО́Е — ур-ние для вероятности распределения квантовой системы по квантовым состояниям. Установлено В. Паули (W. Pauli) в 1928. К. у. о. является квантовым кинетич. ур-нием, иногда его наз. «управляющим ур-нием» (master equation) или у р - н и е м П а у л и, из него можно вывести *кинетическое уравнение Больцмана*.

К. у. о. для вероятности P_n квантового состояния n имеет вид

$$\frac{dP_n}{dt}=\sum_m(w_{nm}P_m-w_{mn}P_n), \quad (1)$$

где w_{nm} — вероятность перехода системы из квантового состояния m в состояние n в единицу времени под влиянием не зависящего от времени возмущения. Индексы n, m соответствуют квантовым стационарным состояниям гамильтониана свободных частиц H_0, т. е. многочастичным состояниям. Вероятность P_n равна диагональному элементу *матрицы плотности* ρ_{nn}.

К. у. о. описывает необратимый процесс приближения к статистич. равновесию систем со мн. степенями свободы. Обычно предполагают, что оно вызывается возмущающим членом λV в гамильтониане $H=H_0+\lambda V$ (λ — параметр взаимодействия). Внеш. поля предполагаются отсутствующими, возмущение считается малым. К. у. о. выводится из *Лиувилля уравнения* для матрицы плотности во втором приближении теории возмущений. Для изолиров. систем вероятность прямого перехода равна вероятности обратного перехода:

$$w_{nm}=w_{mn}, \text{ т. к. } w_{mn}=2\pi\lambda^2\hbar^{-1}|V_{mn}|^2\delta(\mathcal{E}_m-\mathcal{E}_n).$$

Для дискретных m, n δ-ф-ция переходит в символ Кронекера.

Если динамич. подсистема взаимодействует с системой с большим числом степеней свободы, находящейся в состоянии статистич. равновесия (термостатом), то для получения вероятности распределения состояний в динамич. подсистеме нужно просуммировать распределение вероятностей в полной системе (удовлетворяющее К. у. о.) по квантовым состояниям термостата. В этом случае вероятность распределения по состояниям динамич. подсистемы также удовлетворяет К. у. о., но вероятность прямого перехода уже не равна вероятности обратного перехода, а удовлетворяет *детального равновесия принципу*:

$$w_{mn}/w_{nm}=\exp[-(\mathcal{E}_n-\mathcal{E}_m)/kT],$$

T — абс. температура, m, n определяют теперь квантовые состояния динамич. подсистемы, соотв. уровням энергии $\mathcal{E}_m$, $\mathcal{E}_n$. Наиболее простую форму имеет К. у. о. для одночастичных квантовых уровней системы. Тогда числа заполнения уровней n_k удовлетворяют ур-нию

$$\frac{dn_k}{dt}=\sum_l(w_{kl}n_l-w_{lk}n_k),$$

w_{kl} — вероятность перехода в единицу времени между одночастичными уровнями.

К. у. о. позволяет ввести энтропию неравновесного квантового состояния: $S=-k\sum_n P_n\ln P_n$, к-рая монотонно возрастает, стремясь к равновесной при $t\to\infty$, т. е. удовлетворяет квантовой H-теореме Больцмана.

При выводе К. у. о. Паули использовал предположение о хаотичности фаз квантовых состояний (гипотеза молекулярного хаоса) в любой момент времени. Затем Л. Ван Хов (L. Van Hove) показал, что достаточно предположить случайность фаз лишь для нач. момента времени. Для вывода К. у. о. существенны макроскопич. размеры системы, т. е. наличие большого числа степеней

свободы. Математически это выражается предельным переходом, при к-ром объём системы стремится к бесконечности (при фиксиров. отношении объёма к числу частиц) и приводит к возникновению т. н. диагональных сингулярностей в матричных элементах энергии возмущения. Строгий вывод К. у. о. возможен в пределе $t\to\infty$, $\lambda\to 0$ при $\lambda^2 t=\text{const}$. Наиболее прост вывод К. у. о. с помощью метода проекционных операторов.

В общем случае вероятность $P_n(t)$ зависит от предшествующей истории (эффект памяти) и К. у. о. имеет вид

$$\frac{dP_n(t)}{dt}=\int\limits_{-\infty}^{t}\sum_m [w_{nm}(t-\tau)P_m(\tau)-w_{mn}(t-\tau)P_n(\tau)]\,d\tau,$$

где $w_{nm}(t-\tau)$ — ф-ция памяти. Для непрерывно распределённых случайных переменных x К. у. о. для плотности вероятности $W(x,\ t)$ имеет форму интегрального ур-ния:

$$\frac{\partial W(x,\ t)}{\partial t}=\int [w(x,\ x')\,W(x',\ t)-w(x',\ x)\,W(x,\ t)]\,dx'$$

[$w(x,\ x')$ — плотность вероятности перехода $x'\to x$].

Метод К. у. о. применяется в теории магн. резонанса, квантовой радиофизике и квантовой оптике.

Лит.: Ван Хов Л., Квантовомеханические возмущения и кинетическое уравнение, в сб.: Вопросы квантовой теории необратимых процессов, пер. с англ., М., 1961; Файн В. М., Ханин Я. И., Квантовая радиофизика, М., 1965, гл. 2; Честер Дж., Теория необратимых процессов, пер. с англ., М., 1966; Паули В., Труды по квантовой теории, [пер. с нем.], М., 1975, с. 661; Зубарев Д. Н., Современные методы теории неравновесных процессов; в кн.: Итоги науки и техники. Сер. Современные проблемы математики, т. 15, М., 1980.

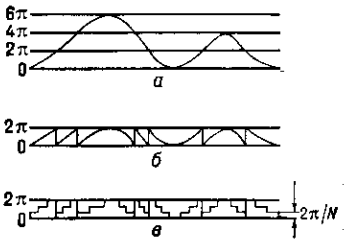
Д. Н. Зубарев.

КИНЕТОСТА́ТИКА — раздел *механики*, в к-ром рассматриваются способы решения динамич. задач с помощью аналитич. или графич. методов статики. В основе К. лежит *Д'Аламбера принцип*, согласно к-рому ур-ния движения тел можно составлять в форме ур-ний статики, если к фактически действующим на тело силам и реакциям связей присоединить силы инерции. Методы К. находят применение при решении мн. динамич. задач, особенно в динамике машин и механизмов.

КИНОФО́РМ — тонкая фазовая синтезированная голограмма, к-рая несёт однозначную информацию о фазовой составляющей объектной волны и позволяет восстанавливать её при освещении опорной волной. К. был создан в 1969 Леземом (L. B. Lesem) и др. Прообразом К. можно считать фазовую *Френеля линзу*. К. восстанавливает трёхмерное изображение, но в отличие от тонких голограмм, записанных путём регистрации интерференц. картины, К. формирует на заданной длине волны λ_0 только одно изображение и при этом весь падающий на него свет дифрагирует в один порядок дифракции. Т. о., К. имеет макс. теоретич. эффективность ~100% при записи фазовых объектов и ~78% при записи произвольных объектов. В отличие от объёмных фазовых голограмм, обладающих также 100%-ной дифракц. эффективностью, К. имеет весьма малую угл. и спектральную селективность.

Осн. допущение при создании К. состоит в том, что комплексная амплитуда объектной волны $a(x,\ y)$ считается постоянной по модулю в плоскости регистрации и имеет вид $a(x,\ y)=\text{const}\exp[i\Delta\varphi(x,\ y)]$. Для получения К. сначала на ЭВМ рассчитывают разность фаз $\Delta\varphi(x,\ y)$ объектной и опорной волн (т. е. характеристич. ф-цию голограммы) для каждой точки $(x,\ y)$ плоскости (рис., *а*), затем вычитают величины, кратные 2π, так что фазовая ф-ция $\Delta\varphi(x,\ y)$ меняется в пределах только от 0 до 2π (рис., *б*, *в*). Далее эта ф-ция отображается, напр., методами фотолитографии в виде фазового рельефа оптич. поверхности или модуляции показателя преломления тонкой плёнки. В итоге К. представляет собой тонкую прозрачную пластинку, оптич. толщина к-рой меняется в соответствии с вычисленной ф-цией $\Delta\varphi(x,\ y)$. При освещении плоской волной К. накладывает фазовую ф-цию $\Delta\varphi(x,\ y)$ на плоский волновой фронт, превращая его в волну с комплексной амплитудой $a=\text{const}\exp[i\Delta\varphi(x,\ y)]$.

Для коррекции аберраций и формирования изображений используется киноформная линза (КЛ) — голограмма точечных источников, аналогичная фазовой



Киноформ: *а* — разность фаз объектной и опорной волн при синтезе киноформного элемента; *б* — фазовый профиль киноформа; *в* — ступенчатый профиль киноформа.

зонной пластинке. Оптич. сила осесимметричной КЛ, работающей на пропускание, определяется след. соотношением: $\Phi=m\mu\Phi_0$, где m — номер дифракц. порядка, $\mu=\lambda/\lambda_0$; λ_0, λ — длины волн при записи и работе КЛ, Φ_0 — оптич. сила для длины волны λ_0 при записи КЛ. Для КЛ, работающей на отражение, $\Phi=-2s(1-m/\mu)+m\mu\Phi_0$, где s — кривизна поверхности киноформного элемента.

Из этих соотношений видно, что КЛ обладает весьма большой дисперсией показателя преломления (напр., $\nu_{F,C}=-3{,}5$), к-рая может быть использована для компенсации вторичного спектра в сочетании с обычными стёклами типа крон и флинт (см. *Оптическое стекло*). По аберрац. свойствам КЛ аналогична тонкой асферич. линзе с бесконечно большим показателем преломления.

Киноформные оптич. элементы могут быть получены или путём спец. программного управления интенсивностью лазерного пучка, с помощью к-рого производится запись, или с использованием методов фотолитографии. При изготовлении киноформных элементов методами фотолитографии часто непрерывную ф-цию $\Delta\varphi(x,\ y)$ заменяют на ступенчатую с шагом $2\pi/N$, где N — число ступеней, как это показано на рис. (*в*). Дифракц. эффективность К. при этом меньше 100%, но увеличивается с ростом N, напр. при $N=2$; 3; 10 дифракц. эффективность равна соответственно 41; 81; 97%.

К. используется в оптич. устройствах для преобразования формы волновых фронтов, формирования изображения в видимой, УФ- или ИК-областях спектра, для коррекции аберрации, контроля асферич. поверхностей, вывода информации из ЭВМ и т. п.

Лит.: Слюсарев Г. Г., Оптические системы с фазовыми слоями, «ДАН СССР», 1957, т. 113, № 4, с. 780; Lesem L. B., Hirsch P. M., Jordan J. A., The kinoform: a new wavefront reconstruction device, «IBM J. Res. Develop.», 1969, v. 13, p. 150; Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л., Оптическая голография, пер. с англ., М., 1973; Оптическая голография, под ред. Г. Колфилда, пер. с англ., т. 1—2, М., 1982.

М. А. Ган.

КИПЕ́НИЕ — процесс парообразования в жидкости, включающий рождение пузырьков пара, их рост, движение и взаимодействие; частный случай неравновесного фазового перехода 1-го рода.

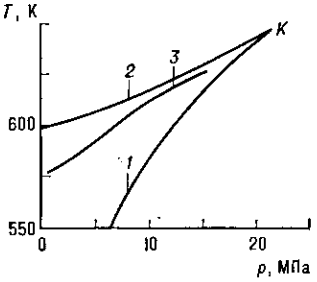
К. вызывается перегревом жидкости, состояние к-рой попадает в область выше линии равновесия (бинодали, см. рис. к ст. *Ван-дер-Ваальса уравнение*), или понижением давления ниже его значения на линии равновесия жидкость — пар. На диаграмме состояния процесс К. описывается нек-рой траекторией или точкой внутри области метастабильного (перегретого) состояния (рис.), ограниченной с одной стороны бинодалью, с другой — спинодалью, границей термодинамич. устойчивости жидкости. При отрицат. давлении, соответствующем растяжению жидкости, наблюдается *кавитация* — явление, родственное К.

Давление пара в квазиравновесном пузырьке p'' уравновешивается давлением жидкости p' и межфазным

натяжением σ. В соответствии с *Лапласа законом* критич. радиус пузырька (равновесного пузырька) равен

$$R_{кр}=\frac{2\sigma}{p''-p'}. \qquad (1)$$

Давление пара в пузырьке p'' связано с давлением насыщ. пара над горизонтальной поверхностью жидкости (давлением на бинодали) при той же темп-ре *Кельвина*



Фазовая диаграмма воды: p — давление; T — темп-ра; K — критическая точка воды; *1* — бинодаль; *2* — спинодаль (область между *1* и *2* — область метастабильного, перегретого состояния); *3* — линия достижимого в опытах перегрева кипящей жидкости.

уравнением. При $R<R_{кр}$ пузырьки схлопываются, при $R>R_{кр}$ — растут.

Рождение пузырька пара в объёме гомогенной жидкости происходит при преодолении энергетич. барьера, равного работе образования критич. пузырька:

$$W=\frac{4}{3}\pi R_{кр}^2\sigma \qquad (2)$$

(ф-ла Гиббса). Энергетич. барьер может быть преодолён в тех областях жидкости, где возникают термодинамич. флуктуации её плотности. Частоту J рождения флуктуац. пузырьков описывает теория Фольмера — Зельдовича — Кагана. С хорошей точностью

$$J=10^{37}\exp(-W/kT). \qquad (3)$$

Интенсивное флуктуац. зародышеобразование в гомогенной жидкости развивается при высоких перегревах (напр., в воде при атм. давлении $J=10^{10}$ м$^{-3}$ с$^{-1}$, если $T=578$ К).

В объёме неочищенной, не лишённой примесей и растворенных газов жидкости и на границах с твёрдой фазой обычно имеются (или временно появляются) зоны предпочтит. рождения пузырьков. К таким центрам К. относятся как спонтанные флуктуационные, так и готовые, уже имевшиеся в жидкости (напр., пузырьки нерастворённого газа, газовые и паровые пузырьки в микротрещинах на неполностью смоченной поверхности стенок). При развитом К. готовые центры возобновляются за счёт захвата пара микроуглублениями (порами) на нагреваемой поверхности.

Центрами спонтанного К. могут быть плохо смачиваемые участки (т. н. островки Френкеля) и поры на твёрдой поверхности, зоны повыш. концентрации легкокипящей компоненты (напр., образовавшейся при электролизе), области локального тепловыделения (напр., зоны протекания экзотермич. хим. реакций) или локального растяжения (центры кавитации). В центрах спонтанного К. работа образования критич. пузырька меньше, чем в др. точках объёма жидкости, поэтому активация центров К. наблюдается при более низких темп-рах перегрева — при состояниях жидкости, попадающих в область между линиями *1* и *3* на рис.

В квазистационарных режимах К. обычно обеспечивается готовыми центрами и перегрев выше линии бинодали невелик (~10 К). В нестационарных процессах существен вклад спонтанных центров К. При достаточно быстром переводе жидкости в метастабильное, перегретое состояние траектория процесса вскипания на фазовой диаграмме может приблизиться к спинодали *2* и осн. процессом становится гомогенное флуктуац. зародышеобразование; такой режим К. наз. ударным, парообразование при этом носит взрывной характер.

Пузырёк с радиусом $R\gg R_{кр}$ растёт со скоростью, определяемой подводом теплоты к жидкости через межфазную поверхность, а также диффузией легко кипящей компоненты (в растворах), вязкостью и инерц. силами. На ранней стадии роста пузырьков скорость ограничивается в первую очередь инерц. силами. Скорость $\dot{R}$ изменения радиуса определяется ф-лой Рэлея:

$$\dot{R}=\sqrt{\frac{2(p''-p')}{3\rho}}, \qquad (4)$$

где ρ — плотность жидкости. По мере роста пузырька основными становятся условия тепло- и массоподвода к межфазной поверхности, причём ограничение процессами переноса приводит к падению скорости с увеличением времени t развития пузырька: $\dot{R}\sim 1/\sqrt{t}$ (асимптотич. стадия роста пузырька). В нек-рых случаях теплоты перегрева жидкости достаточно для полного покрытия расхода энергии на парообразование. В таких режимах рэлеевская стадия роста пузырьков, описываемая (4), в однокомпонентных жидкостях продолжается до слияния пузырьков.

Различают объёмное и поверхностное К. При поверхностном К. осн. источником жизнеспособных паровых пузырьков является слой жидкости, примыкающий к нагреваемой поверхности. Если осн. объём жидкости имеет темп-ру ниже равновесной темп-ры на бинодали (т. н. К. с недогревом), то пузырьки пара, образовавшиеся вблизи нагреваемой поверхности, попадая при мигрировании в холодные слои, схлопываются. В сильно недогретой жидкости пузырьки, формирующиеся на нагреваемой поверхности, не достигают отрывного размера вследствие конденсации пара в противоположной от нагревателя части пузырька. Объёмное К. происходит при перегреве во всём объёме жидкости или при понижении давления. В этом случае пузырьки рождаются во всём объёме жидкости или во фронте волны спада давления.

Рост пузырьков при К. оказывает механич. (гидродинамич.) воздействие на систему в целом. В частности, в замкнутом объёме перегретой жидкости по мере увеличения паросодержания растёт давление. В стеснённых дозвуковых стационарных потоках вскипающей жидкости (напр., в трубах) рост паросодержания вниз по течению сопровождается снижением давления, поэтому при истечении кипящей перегретой жидкости из щелей и сопел наблюдается эффект «запирания» — снижение расхода жидкости. Пузырьки пара при росте и схлопывании излучают акустич. энергию (шум К.). Быстрый рост давления при взрывном К. может привести к разрушению конструкций (паровой взрыв). Пузырьки, всплывающие в гравитац. поле, вызывают дополнит. конвективные потоки, что способствует перемешиванию жидкости, а поверхностное К. эффективно возбуждает турбулентное движение пристеночного слоя жидкости.

Поверхностное К. широко используется для интенсивного охлаждения поверхности (теплосъёма). Количеств. характеристикой эффективности теплосъёма служит коэф. теплоотдачи α, определяемый как отношение плотности теплового потока q к перепаду темп-ры ΔT между нагретой поверхностью и жидкостью. При развитом стационарном К. темп-рой жидкости считают темп-ру на бинодали. С ростом перепада темп-р ΔT по мере развития К. коэф. теплоотдачи растёт $\propto(\Delta T)^m$ (показатель степени m меняется в пределах от 2 до 3). При достаточно высоком локальном паросодержании в пограничном слое жидкости пузырьки начинают взаимодействовать между собой, образуя паровые полости сложной формы.

При скорости стационарного отвода теплоты от поверхности нагревателя выше нек-рого макс. значения начинает проявляться неустойчивость встречных потоков жидкости и пара (неустойчивость Гельмгольца). В результате на нагревателе образуется плёнка пара, резко снижающая коэф. α и поток q (кризис К.). Если паровой слой покрывает всю нагреваемую поверхность,

то К. наз. плёночным. На границе пар — жидкость в этом случае возбуждаются поверхностные волны, на гребнях к-рых образуются крупные пузыри пара, к-рые затем отрываются. Переход от пузырькового К. к плёночному наз. первым кризисом К., обратный переход — вторым кризисом К. Второй кризис К. объясняется неустойчивостью межфазной границы пар — жидкость (неустойчивость Тейлора). В опытах с водой при атм. давлении и в условиях естеств. конвекции первый кризис К. наступает при $\Delta T \approx 30$ К ($q=0{,}9$ МВт/м²), второй — при $\Delta T \approx 130$ К ($q=0{,}2$ МВт/м²).

При независимом задании теплового потока (напр., при прохождении электрич. тока или радиац. обогреве) наблюдается неоднозначная зависимость ΔT от q (гистерезис темп-ры), вызванная тем, что тепловой поток в условиях наступления первого кризиса К. больше, чем тепловой поток в условиях второго кризиса К.

В нестационарных режимах поверхностного К. с недогревом при значит. перегревах пограничного слоя жидкости переход к плёночному К. может произойти без стадии развитого пузырькового К. При ударном режиме К. темп-ра перехода к плёночному К. (термодинамич. кризис К.) вычисляется с помощью теории флуктуац. зародышеобразования.

Применение процесса К. в науке и технике разнообразно. Его используют для увеличения поверхности испарения в опреснит. установках, визуализации треков элементарных частиц в *пузырьковых камерах*, в холодильной технике, процессах ректификации и т. д.

Лит.: Скрипов В. П., Метастабильная жидкость, М., 1972; Несис Е. И., Кипение жидкостей, М., 1973; Кутателадзе С. С., Накоряков В. Е., Тепломассообмен и волны в газожидкостных системах, Новосиб., 1984.

П. А. Павлов.

КИРА́ЛЬНАЯ СИММЕТРИ́Я (хиральная симметрия) (от греч. cheír — рука) сильного взаимодействия — приближённая симметрия сильного взаимодействия относительно преобразований, меняющих *чётность* (киральных преобразований; см. *Киральные поля*).

Согласно совр. точке зрения, сильное взаимодействие описывается *квантовой хромодинамикой* (КХД) — калибровочной теорией взаимодействия цветных *кварков* и *глюонов*. Лагранжиан КХД содержит поля кварков $q=u, d, s$, массы к-рых малы в масштабе масс, характерных для сильного взаимодействия (~1 ГэВ в системе единиц $\hbar=c=1$). Более точная формулировка этого утверждения затруднена тем, что свободные кварки не существуют из-за явления т. н. конфайнмента (*удержания цвета*). Можно, однако, говорить о массах кварков при квадратах переданного импульса, напр., порядка 1 ГэВ². Тогда массы примерно равны:

$$m_u \approx 3 \text{ МэВ}, \quad m_d \approx 5 \text{ МэВ}, \quad m_s \approx 125 \text{ МэВ}. \qquad (1)$$

Если пренебречь массами кварков, то поля u-, d-, s-кварков не различаются и лагранжиан КХД инвариантен относительно вращений в пространстве типа (аромата) кварков (см. *Внутренняя симметрия*), при к-ром u-, d-, s-кварки переходят друг в друга. При этом вследствие векторного характера взаимодействия кварков с глюонами можно независимо вращать левые и правые составляющие кварковых полей q_L, q_R. Преобразования такого рода характеризуются 8 независимыми параметрами ξ^a_L для левых частиц и 8 параметрами ξ^a_R для правых ($a=1, \ldots, 8$):

$$q_{L\,(R)} \longrightarrow \left(1 + i \sum_{a=1}^{\infty} \xi^a_{L\,(R)} \lambda^a\right) q_{L\,(R)}, \qquad (2)$$

где λ^a — *Гелл-Мана матрицы*, действующие в пространстве аромата кварков u, d, s.

Если $\xi^a_L = \xi^a_R$, то преобразования (2) сохраняют чётность. Инвариантность относительно таких преобразований имеет место и в том случае, когда массы кварков отличны от нуля, но равны между собой, $m_u = m_d = m_s \neq 0$ (исторически такая возможность обсуждалась первой). Как следует из (1), сейчас нет оснований полагать, что приближение равных масс кварков лучше приближения нулевых масс. В последнем случае лагранжиан инвариантен относительно преобразований и с $\xi^a_L = -\xi^a_R$, к-рые не сохраняют чётность (при преобразовании чётности, т. е. *пространственной инверсии*, $q_L \leftrightarrow q_R$) и наз. киральными преобразованиями.

С матем. точки зрения инвариантность относительно преобразований (2) означает киральную $SU(3)\times SU(3)$-симметрию лагранжиана сильного взаимодействия. Если считать, что $m_s \neq 0$, но по-прежнему $m_u = m_d = 0$, то инвариантность лагранжиана сводится к группе К. с. $SU(2)\times SU(2)$. Наконец, в приближении $m_u = m_d \neq 0$ остаётся только $SU(2)$-симметрия, к-рая отождествляется с *изотопической инвариантностью* сильного взаимодействия.

Исторически приближённая $SU(3)\times SU(3)$-симметрия была открыта до того, как была сформулирована КХД. Феноменологически эта симметрия проявляется в существовании восьми относительно лёгких псевдоскалярных мезонов $\pi^{\pm}$, π^0, $K^{\pm}$, K^0, $\bar{K}^0$, η и в определённых соотношениях между амплитудами взаимодействия этих мезонов. Точной $SU(3)\times SU(3)$-симметрии соответствует приближение нулевых масс кварков; в спектре адронов ей отвечает приближение $m^2_{\pi} = m^2_K = m^2_{\eta} = 0$. Точная $SU(2)\times SU(2)$-симметрия требует только $m^2_{\pi} = 0$. Безмассовость мезонов отвечает при этом спонтанному нарушению К. с. (см. *Спонтанное нарушение симметрии*) — псевдоскалярные мезоны являются *голдстоуновскими бозонами*. Соотношения между амплитудами рассеяния этих мезонов можно получить, исходя из *алгебры токов* и используя частичное сохранение соответствующего *аксиального тока* (см. *Аксиального тока частичное сохранение*).

Лит.: Вайнштейн А. И., Захаров В. И., Частичное сохранение аксиального тока и процессы с «мягкими» π-мезонами, «УФН», 1970, т. 100, с. 225; Вайнштейн А. И. и др., Чармоний и квантовая хромодинамика, «УФН», 1977, т. 123, с. 217; Рамон П., Теория поля, пер. с англ., М., 1984.

В. И. Захаров.

КИРА́ЛЬНОСТЬ, чаще употребляется *хиральность* — то же, что *энантиоморфизм*.

КИРА́ЛЬНОСТЬ — сохраняющееся квантовое число в теориях полей, обладающих *киральной симметрией*. В физ. приложениях киральные преобразования, как правило, меняют пространств. чётность состояния.

Примером может служить лагранжиан L, описывающий взаимодействие *Дирака поля* $\psi(x)$ со скалярным полем $\sigma(x)$ и псевдоскалярным полем $\pi(x)$:

$$L = \bar{\psi}\gamma_\mu \partial_\mu \psi + \bar{\psi}(\sigma + i\gamma_5 \pi)\psi + \\ + \tfrac{1}{2}\partial_\mu \sigma \partial_\mu \sigma + \tfrac{1}{2}\partial_\mu \pi \partial_\mu \pi - V(\sigma^2 + \pi^2), \qquad (1)$$

где черта над ψ означает дираковское сопряжение, μ — лоренцов индекс ($\mu=0, 1, 2, 3$), γ_μ — *Дирака матрицы*, $\gamma_5 = i\gamma_0\gamma_1\gamma_2\gamma_3$, ∂_μ — производная по координате, V — произвольная ф-ция аргумента $(\sigma^2+\pi^2)$ (x — точка пространства-времени; по повторяющемуся индексу μ предполагается суммирование). Инфинитизимальные киральные преобразования имеют вид

$$d\psi = i\beta\gamma_5\psi, \quad d\sigma = 2\beta\pi, \quad d\pi = -2\beta\sigma, \qquad (2)$$

где β — параметр преобразования. Правое ψ_R и левое ψ_L поля,

$$\psi_R = \tfrac{1}{2}(1-\gamma_5)\psi, \quad \psi_L = \tfrac{1}{2}(1+\gamma_5)\psi,$$

являются диагональными при этих преобразованиях, т. е. преобразуются сами через себя. Поэтому ψ_L и ψ_R (соответствующие лево- и правовинтовым спинорным частицам) представляют собой собств. ф-ции генератора киральных преобразований и отвечающие им

собств. значения, или К., равны (при определённой нормировке) ± 1. Т. о., для свободных спинорных частиц классификация по К. совпадает с классификацией по *спиральности*, т. е. по проекции спина на направление движения. Для невзаимодействующих частиц сохранение спиральности непосредственно следует из сохранения полного момента.

Однако для взаимодействующих частиц сохранение К. не сводится к сохранению момента, т. е. спиральности. Это видно уже из того, что в приведённом примере К. обладают и скалярные частицы, спиральность к-рых всегда равна нулю. Если, напр , спинорная частица с определённой спиральностью переходит в спинорную и скалярную частицы, то из сохранения спиральности следует только, что проекция полного момента конечных частиц на направление движения начальной частицы равна спиральности последней. Если же лагранжиан обладает и киральной инвариантностью, то возникают дополнит. следствия для амплитуд перехода. В рассматриваемом примере киральная инвариантность означает равенство вероятностей переходов с испусканием скалярной (σ) и псевдоскалярной (π) частиц.

В контексте реалистич. кирально-инвариантных теорий чаще всего обсуждаются спинорная *квантовая электродинамика* (КЭД), *квантовая хромодинамика* (КХД) и феноменологич. лагранжианы сильного взаимодействия. Точной киральной инвариантности отвечают случаи нулевых масс соответственно электрона, кварков или π-мезона. Хотя в действительности ни одна из перечисл. масс не равна нулю, пренебрежение этими массами часто оправдан .

В безмассовой спинорной КЭД или КХД закон преобразования спинорного поля представляется подобно (2). Электромагнитное же и глюонные поля не меняются при киральных преобразованиях, т е. имеют нулевую К. Из сохранения К. в этом случае следует сохранение спиральности фермиона даже с учётом взаимодействия. Если, напр., при испускании фотона спиральность электрона изменяется, то это не противоречит закону сохранения полного момента. Однако для безмассовых электронов такой процесс запрещён сохранением К.

В случае КХД формулировать следствия из сохранения К. в терминах спиральностей кварков удобно лишь для расчётов в рамках теории возмущений. В общем случае, поскольку свободные кварки ненаблюдаемы, следует обратиться к феноменологич. лагранжианам, описывающим взаимодействия адронов, к-рые должны обладать той же группой симметрии, что и фундам. лагранжиан КХД. Если пренебрегать массами u-, d-, s-кварков, то лагранжиан КХД обладает киральной $SU(3)$-симметрией, что отвечает возможности наряду с чётностью состояния менять тип (аромат) кварка. Более того, киральная симметрия реализуется для адронов нелинейным образом, и следствия из этой симметрии сводятся к соотношениям между амплитудами процессов с испусканием разного числа мягких (малой энергии) π- или К-мезонов.

Следствия из киральной инвариантности часто формулируют в терминах сохраняющегося к и р а л ь н о г о т о к а a_μ. В случае безмассовой КЭД, напр., речь идёт о токе

$$a_\mu = i\bar{\psi}\gamma_\mu\gamma_5\psi,$$

дивергенция к-рого пропорциональна массе спинорного поля:

$$\partial_\mu a_\mu = 2im\bar{\psi}\gamma_5\psi$$

(здесь не учитывается т. н. *аномалия*). Генератором киральных преобразований, как обычно, служит интеграл по пространству от нулевой компоненты тока: $Q=\int d^3x a_0(x)$.

Выше предполагалось, что К. эл.-магн. поля равна нулю. Однако в нек-рых случаях представление о К. эл-магн. поля может оказаться также полезным. Так, известно, что лево- (право-) винтовой фотон, распространяясь в произвольном внешнем гравитац. поле, не меняет своей спиральности даже с учётом взаимодействия. Т. е. в этом случае правильнее говорить о К. фотона. В терминах напряжённостей эл.-магн. поля комбинацией, обладающей определённой К., будет $\boldsymbol{E}+i\boldsymbol{H}$, где $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$ — напряжённости соответственно электрич. и магн. полей. Более того, ур-ния Максвелла инвариантны относительно преобразований, меняющих чётность,

$$\delta F_{\mu\nu} = \beta\tilde{F}_{\mu\nu},$$

где $F_{\mu\nu}$ — тензор напряжённости эл.-магн. поля, $\tilde{F}_{\mu\nu}={}^1/_2\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma}F_{\rho\sigma}$, $\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma}$ — полностью антисимметричный тензор. Эта инвариантность ур-ний Максвелла и соответствует сохранению спиральности фотона, распространяющегося в гравитац. поле. Следствия из сохранения К. в этом случае можно сформулировать, введя в рассмотрение ток K_μ:

$$K_\mu = \frac{1}{2}\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma}A_\nu\partial_\rho A_\sigma,$$

где A_μ — вектор-потенциал. Плотность тока не является калибровочно-инвариантной (см. *Калибровочная инвариантность*), но соответствующий заряд, $\int K_0 d^3x$, не меняется при калибровочных преобразованиях и может быть использован для классификации состояний. Ток K_μ не сохраняется: $\partial_\mu K_\mu = F_{\mu\nu}\tilde{F}_{\mu\nu}$. Однако можно доказать, что все матричные элементы от $\partial_\mu K_\mu$ для переходов в состояния с любым числом гравитонов должны обращаться в нуль:

$$\langle 0 \,|\, \partial_\mu K_\mu \,|\, n_g\rangle = 0,$$

где $|0\rangle$ — вакуумное состояние, $|n_g\rangle$ — состояние с n гравитонами. (В действительности это соотношение в случае $n=2$ нарушается киральной аномалией.)

Следует отметить, что о киральных преобразованиях часто говорят и без связи с изменением чётности. В математике наиб. общим (локально) киральным полем наз. ф-ция $\psi(x)$, определённая на k-мерном евклидовом пространстве R^k со значениями в нек-ром нелинейном многообразии M. Простейшим примером понимаемого так кирального поля является т. н. n-поле. Лагранжиан n-поля такой же, как для n невзаимодействующих скалярных полей σ_i:

$$L = \sum_{i=1}^{n} \partial_\mu\sigma_i\,\partial_\mu\sigma_i.$$

Однако накладывается дополнит. условие: сумма квадратов полей σ_i равна 1: $\sum_{i=1}^{n}\sigma_i^2=1$. Т. е. в данном случае нелинейное многообразие M, о к-ром идёт речь в определении кирального поля, представляет собой сферу. Очевидно, что теория инвариантна относительно поворотов в пространстве значений полей σ_i,— это и есть киральные преобразования. Использование термина «киральные поля» в этом случае связано с тем, что фактически речь идёт об обобщении взаимодействия скалярных (и псевдоскалярных) полей, входящих в лагранжиан (1) (в отсутствие связи с фермионами различать скалярные и псевдоскалярные поля не имеет смысла).

Лит.: Рамон П., Теория поля, М., 1984, гл. 1; Дубровин Б. А., Новиков С. П., Фоменко А. Т., Современная геометрия, 2 изд., М., 1986, гл. 8.

В. И. Захаров.

КИРАЛЬНЫЕ ПОЛЯ — поля, преобразующиеся по определ. представлению группы киральных преобразований — преобразований симметрии, не коммутирующих с операцией отражения пространственных координат (*пространственной инверсии*), т. е. не обладающих

определ. *чётностью*. Конкретный вид киральных преобразований может быть разным, в частности он зависит от спин-тензорной и изотопич. структуры поля.

Классич. примером киральных преобразований могут служить вращения дираковского спинора (см. *Дирака поле*) с фазой, пропорциональной γ_5, где γ_5 — *Дирака матрица* (см. ниже). Четырёхкомпонентное поле Дирака ψ можно представить в виде композиции двух двухкомпонентных, или вейлевских, спиноров φ^α ($\alpha=1, 2$):

$$\psi \equiv \begin{pmatrix} \varphi_L^\alpha \\ \varphi_R^\alpha \end{pmatrix},$$

где индексы L и R означают левый и правый вейлевский спинор. Соответственно поля

$$\psi_L = \begin{pmatrix} \varphi_L^\alpha \\ 0 \end{pmatrix}, \qquad \psi_R = \begin{pmatrix} 0 \\ \varphi_R^\alpha \end{pmatrix}$$

называют левым и правым полями или полями левой и правой частицы. Эта терминология отражает тот факт, что при нулевой массе частицы поля ψ_L или ψ_R имеют определённую (левую или правую) *спиральность*.

Левый вейлевский спинор определён законом преобразования при лоренцовых вращениях системы отсчёта x в систему отсчёта x':

$$\varphi_L^\alpha \longrightarrow \exp\left\{\frac{i\sigma}{2}(\omega + i\nu)\right\}\varphi_L^\alpha. \qquad (1)$$

Здесь σ — *Паули матрицы*, ω, ν — векторы, параметризующие преобразования Лоренца: ν — вектор в направлении скорости пространственной системы координат x' относительно системы координат x, ω — вектор вращения системы x' относительно x. При отражении пространственных координат $\nu \to -\nu$, $\omega \to \omega$, поэтому левый спинор переходит в правый, к-рый задан своим законом преобразования, отличающимся от (1) знаком перед вектором ν:

$$\varphi_R^\alpha \longrightarrow \exp\left\{\frac{i\sigma}{2}(\omega - i\nu)\right\}\varphi_R^\alpha. \qquad (2)$$

Действие матрицы γ_5 на правый и левый спиноры отличается знаком:

$$\gamma_5 = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{pmatrix}; \quad \gamma_5 \begin{pmatrix} \varphi_L \\ \varphi_R \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varphi_L \\ -\varphi_R \end{pmatrix}, \qquad (3)$$

где I — единичная матрица 2×2. Киральным преобразованием дираковского спинора ψ служит операция

$$\psi \longrightarrow \exp(i\beta\gamma_5)\,\psi, \qquad (4)$$

где β — параметр преобразований. Поля ψ_L и ψ_R являются при этом К. п. и преобразуются по закону:

$$\psi_L \longrightarrow \exp(i\beta)\,\psi_L, \quad \psi_R \longrightarrow \exp(-i\beta)\,\psi_R. \qquad (5)$$

Если имеется неск. дираковских полей, отвечающих, напр., разл. *кваркам*, то киральные преобразования могут включать и изменение сорта (аромата) кварка, напр. изотопич. вращения (см. *Изотопическая инвариантность*).

Киральные преобразования можно определять и для бозонных полей. Если есть, напр., скалярное поле σ и псевдоскалярное поле π, то киральным является преобразование вида

$$\delta\sigma = \varepsilon\pi, \quad \delta\pi = -\varepsilon\sigma,$$

где ε — параметр преобразования. При наличии неск. подобных полей (напр., полей π^+, π^-, π^0) киральные преобразования также могут включать изменение сорта частиц.

Киральные преобразования особенно интересны в тех случаях, когда соответствующий лагранжиан инвариантен относительно таких преобразований.

Лит.: Рамон П., Теория поля, пер. с англ., М., 1984.

В. И. Захаров.

КИРХГОФА ЗАКОН ИЗЛУЧЕНИЯ — один из осн. законов *теплового излучения*, устанавливающий зависимость между испусканием и поглощением эл.-магн. излучения телом определ. темп-ры T. Открыт Г. Р. Кирхгофом (G. R. Kirchhoff) в 1859, положил начало развитию теории равновесного теплового излучения.

Согласно К. з. и., отношение *испускательной способности* тела (поверхности непрозрачного тела) к его *поглощательной способности* одинаково для всех тел и является универсальной ф-цией частоты ν (или длины волны λ) излучения и абс. темп-ры T; эта ф-ция определяется *Планка законом излучения*. К. з. и. справедлив для теплового излучения любой частоты, как испускаемого элементом поверхности тела в пек-ром направлении, так и испускаемого во всех направлениях (т. е. в пределах телесного угла 2π).

Испускат. способность в заданном направлении $B_{\nu,T}$ (энергетич. яркость поверхности) определяется потоком энергии излучения, испускаемым с единицы поверхности за единицу времени в этом направлении (в расчёте на единицу телесного угла), а поглощат. способность $A_{\nu,T}$ — отношением поглощённой энергии к энергии падающего излучения. К. з. и. для этого случая имеет вид

$$\frac{B_{\nu,T}}{A_{\nu,T}} = B^{(0)}_{\nu,T} = I_{\nu,T},$$

где $B^{(0)}_{\nu,T}$ — испускат. способность *абсолютно чёрного тела* (для него $A_{\nu,T}=1$) в заданном направлении, одинаковая во всех направлениях и совпадающая с интенсивностью $I_{\nu,T}$ равновесного излучения при темп-ре T (см. *Излучение равновесное*).

Испускат. способность во всех направлениях в пределах телесного угла 2π получается интегрированием потока энергии излучения $B_{\nu,T}\cos\vartheta d\Omega$, испускаемого в телесном угле $d\Omega = \sin\vartheta\, d\vartheta\, d\varphi$ (ϑ — угол между определ. направлением и нормалью к поверхности тела, φ — азимут), по ϑ от 0 до $\pi/2$ и по φ от 0 до 2π, т. е.

$$\varepsilon_{\nu,T} = \int_0^{\pi/2}\int_0^{2\pi} B_{\nu,T}\cos\vartheta\sin\vartheta\, d\vartheta\, d\varphi = \varepsilon^{(0)}_{\nu,T}\, a_{\nu,T},$$

где

$$a_{\nu,T} = \frac{1}{\pi}\int_0^{\pi/2}\int_0^{2\pi} A_{\nu,T}\cos\vartheta\sin\vartheta\, d\vartheta\, d\varphi -$$

поглощат. способность тела по отношению к падающему на него равновесному излучению, $\varepsilon^0_{\nu,T} = \pi I_{\nu,T}$ — испускат. способность абсолютно чёрного тела, совпадающая с потоком энергии равновесного излучения за единицу времени через единичную площадку в одну сторону. К. з. и. принимает вид

$$\frac{\varepsilon_{\nu,T}}{a_{\nu,T}} = \varepsilon^0_{\nu,T}.$$

К. з. и. выводится из предположения о полном термодинамич. равновесии излучения с веществом и строго справедлив лишь для равновесного теплового излучения, в частности для излучения, заполняющего замкнутую полость при темп-ре T. Однако он с хорошей точностью применим к тепловому излучению, испускаемому с поверхности тела, нагретого до высокой темп-ры, в окружающую более холодную среду, собственное излучение к-рой мало по сравнению с излучением данного тела, так что можно рассматривать эту среду как вакуум (разумеется, что для поддержания стационарного состояния необходимо подводить к излучающему в вакуум телу энергию).

При рассмотрении равновесия излучения с заполняющим объём разреженным веществом (газом, плазмой), в частности локального термодинамич. равновесия, К. з. и. устанавливает связь коэф. испускания $J_{\nu,T}$ (объёмной *испускательной способности*) — потока энер-

гии излучения частоты ν, испускаемого единичным объёмом вещества за единицу времени в нек-ром направлении (в расчёте на единицу телесного угла), и коэф. поглощения $\varkappa_{\nu,T}$, определяющего уменьшение интенсивности излучения $I_{\nu,T}$ на единице длины вследствие поглощения, равное $\varkappa_{\nu,T}I_{\nu,T}$. При равновесии в объёме излучения с веществом поглощённая энергия $\varkappa_{\nu,T}I_{\nu,T}$ компенсируется испущенной энергией $J_{\nu,T}$ и К. з. и. имеет вид

$$\frac{J_{\nu,T}}{\varkappa_{\nu,T}} = I_{\nu,T}.$$

Эта форма записи К. з. и. используется в теории переноса излучения, в частности в её применениях к звёздным атмосферам (см. *Звёзды*) и плазме.

Лит. см. при ст. *Излучение равновесное.* *М. А. Ельяшевич.*

КИРХГОФА ЗАКО́Н ОБОБЩЁННЫЙ — устанавливает связь между спектральными плотностями (корреляторами) флуктуаций эл.-магн. поля, порождаемого нагретыми телами и смешанными тепловыми потерями (во всех указ. телах) полей вспомогат. источников (М. Л. Левин, 1955).

Вклады в корреляторы от отд. тел аддитивны. Для нахождения вклада данного тела в корреляторы, напр. электрич. поля в точках $\boldsymbol{x}_1$ и $\boldsymbol{x}_2$ на частоте ω, необходимо прежде всего найти смешанные тепловые потери (в рассматриваемом теле) полей от точечных источников, расположенных в точках $\boldsymbol{x}_1$ и $\boldsymbol{x}_2$. Соответственно этим источникам плотности электрич. токов записываются в виде

$$\boldsymbol{j}^e_1 = \mathrm{Re}\,[\boldsymbol{l}_1 \exp(-i\omega t)]\,\delta(\boldsymbol{x}-\boldsymbol{x}_1),$$
$$\boldsymbol{j}^e_2 = \mathrm{Re}\,[\boldsymbol{l}_2 \exp(-i\omega t)]\,\delta(\boldsymbol{x}-\boldsymbol{x}_2).$$

Усреднённые по периоду $2\pi/\omega$ тепловые потери Q (в рамках линейной макроскопич. электродинамики) представляют собой квадратичную форму относительно $\boldsymbol{l}_1$ и $\boldsymbol{l}_2$:

$$Q = Q_{11}(\boldsymbol{x}_1\boldsymbol{l}_1;\ \boldsymbol{x}_1\boldsymbol{l}_1) + Q_{22}(\boldsymbol{x}_2\boldsymbol{l}_2;\ \boldsymbol{x}_2\boldsymbol{l}_2) + $$
$$+ Q_{12}(\boldsymbol{x}_1\boldsymbol{l}_1;\ \boldsymbol{x}_2\boldsymbol{l}_2) + Q^*_{12}(\boldsymbol{x}_1\boldsymbol{l}_1;\ \boldsymbol{x}_2\boldsymbol{l}_2).$$

Отд. слагаемые, входящие в это выражение, имеют след. смысл: $Q_{11}(\boldsymbol{x}_1\boldsymbol{l}_1;\ \boldsymbol{x}_1\boldsymbol{l}_1)$, $Q_{22}(\boldsymbol{x}_2\boldsymbol{l}_2;\ \boldsymbol{x}_2\boldsymbol{l}_2)$ — тепловые потери полей, порождаемых каждым из источников $\boldsymbol{j}^e_1$, $\boldsymbol{j}^e_2$ в отдельности, а $Q_{12}(\boldsymbol{x}_1\boldsymbol{l}_1;\ \boldsymbol{x}_2\boldsymbol{l}_2)$ — смешанные тепловые потери полей источников $\boldsymbol{j}^e_1$, $\boldsymbol{j}^e_2$, $*$ означает комплексное сопряжение.

Согласно К. з. о., вклад от рассматриваемого тела в коррелятор электрич. поля $\langle E_{l_1}(\boldsymbol{x}_1)E^*_{l_2}(\boldsymbol{x}_2)\rangle$, где $\langle\ldots\rangle$ означает усреднение по ансамблю случайных источников, $E_{l_1}(\boldsymbol{x}_1)\equiv\boldsymbol{l}_1\boldsymbol{E}(\boldsymbol{x}_1)$, $E_{l_2}(\boldsymbol{x}_2)\equiv\boldsymbol{l}_2\boldsymbol{E}(\boldsymbol{x}_2)$, след. образом выражается через смешанные тепловые потери:

$$\langle E_{l_1}(\boldsymbol{x}_1)E^*_{l_2}(\boldsymbol{x}_2)\rangle = 2\pi^{-1}\theta(\omega,\ T)\,Q_{ee^*}(\boldsymbol{l}_1\boldsymbol{x}_1;\ \boldsymbol{l}_2\boldsymbol{x}_2).$$

Здесь T — темп-ра тела, $\theta(\omega,\ T)=(\hbar\omega/2)\mathrm{cth}\,(\hbar\omega/2kT)$. Аналогичные результаты имеют место и для корреляторов $\langle H_{l_1}(\boldsymbol{x}_1)H^*_{l_2}(\boldsymbol{x}_2)\rangle$, $\langle E_{l_2}(\boldsymbol{x}_1)H^*_{l_2}(\boldsymbol{x}_2)\rangle$. При этом в К. з. о. в первом случае будут входить смешанные тепловые потери магн. токов $\boldsymbol{j}^m_1$ и $\boldsymbol{j}^m_2$, а во втором случае — смешанные тепловые потери полей электрич. (в точке $\boldsymbol{x}_1$) и магн. (в точке $\boldsymbol{x}_2$) токов.

К. з. о. представляет собой обобщение классич. *Кирхгофа закона излучения*, причём сразу в неск. направлениях: можно находить произвольные корреляторы теплового эл.-магн. поля, а не только те, к-рые определяют поток и плотность энергии; появляется возможность находить корреляторы полей, взятых в несовпадающих точках $\boldsymbol{x}_1$ и $\boldsymbol{x}_2$; снимаются к.-л. ограничения на соотношение между длиной волны теплового излучения и характерными масштабами задачи (размеры излучающего тела, расстояние от точки наблюдения до поверхности тела и т. п.); К. з. о. применим и для гиротропных сред при наличии пост. внешнего магн. поля $\boldsymbol{B}$, при этом смешанные тепловые потери должны вычисляться в обращённом поле, т. е. в поле $-\boldsymbol{B}$.

При наличии неск. тел, находящихся при разных темп-рах, вся система в целом термодинамически неравновесна. Использование К. з. о. в этом случае основывается на предположении, что явлениями переноса (теплопроводностью и т. п.) можно пренебречь.

Лит.: Левин М. Л., Рытов С. М., Теория равновесных тепловых флуктуаций в электродинамике, М., 1967; Введение в статистическую радиофизику, ч. 2 — Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И., Случайные поля, М., 1978.

В. Г. Полевой.

КИРХГОФА МЕ́ТОД — приближённый метод решения задач теории *дифракции волн*, пригодный для отыскания дифрагированного поля при прохождении волн через большие (в масштабах длины волны $\lambda=2\pi/k$) отверстия в экранах. Скалярное волновое поле $\psi(\boldsymbol{r},\ t)$ ($\boldsymbol{r}$ — радиус-вектор, t — время), удовлетворяющее линейному *волновому уравнению*, можно выразить через значения $\psi(\boldsymbol{r},\ t)$ и её первой производной на произвольной замкнутой поверхности Σ, окружающей точку наблюдения (точку поля $\boldsymbol{r}_f$). Это одна из разновидностей *Гюйгенса — Френеля принципа*, согласно к-рому поле в точке $\boldsymbol{r}_f$ можно интерпретировать как результат суперпозиции вторичных волн, испускаемых условными источниками на Σ. Строгое матем. выражение для поля было первоначально получено Г. Гельмгольцем (H. Helmholtz) и обобщено Г. Р. Кирхгофом в 1883.

В случае $\psi(\boldsymbol{r},\ t)=\psi(\boldsymbol{r})\exp(-i\omega t)$ (ω — угл. частота) соответствующее интегральное представление имеет вид

$$\psi(\boldsymbol{r}_f) = -\frac{1}{4\pi}\int\limits_{\Sigma}\left\{\psi(\boldsymbol{r}_S)\frac{\partial}{\partial\boldsymbol{n}}\left(\frac{e^{ikR}}{R}\right) - \frac{\partial\psi(\boldsymbol{r}_S)}{\partial\boldsymbol{n}}\frac{e^{ikR}}{R}\right\}d\Sigma,$$

где $\psi(\boldsymbol{r}_S)$ — поле в точке $\boldsymbol{r}_S$ — на поверхности Σ, охватывающей точку $\boldsymbol{r}_f$; $\boldsymbol{n}$ — нормаль к Σ, направленная в сторону точки наблюдения $\boldsymbol{r}_f$; $R=|\boldsymbol{r}_f-\boldsymbol{r}_S|$. Т. о., роль вспомогат. источников на Σ играют величины $\psi(\boldsymbol{r}_S)$ и $\partial\psi/\partial\boldsymbol{n}\big|_{\boldsymbol{r}_S}$. Для эл.-магн. волн им можно придать смысл электрич. или магн. зарядов и токов, распределённых по Σ. Строго говоря, для однозначного определения поля $\psi(\boldsymbol{r}_f)$ достаточно задания на Σ либо $\psi(\boldsymbol{r}_S)$, либо $\partial\psi/\partial\boldsymbol{n}\big|_{\boldsymbol{r}_S}$, так что их одноврем. задание должно быть согласованным с полным полем — падающим (внешн.) и дифрагированным. Иногда допустимо задание ψ и $\partial\psi/\partial\boldsymbol{n}$ на Σ, согласованное только с внешн. полем. В этом суть приближения в К. м. В частности, для задачи о падении волны на бесконечный идеально отражающий плоский экран с отверстием, размеры к-рого $l\gg\lambda$, поверхность Σ составляется из трёх частей: $\Sigma=\Sigma_\infty+\Sigma_{\text{экр}}+\Sigma_{\text{отв}}$. На участке $\Sigma_{\text{экр}}$, совмещённом с идеальным экраном, полагают $\psi=\partial\psi/\partial\boldsymbol{n}=0$, на участке $\Sigma_{\text{отв}}$, натянутом на раскрыв отверстия, ψ и $\partial\psi/\partial\boldsymbol{n}$ соответствуют падающей невозмущённой волне, и, наконец, на участке Σ_∞, замыкающем поверхность по бесконечно удалённой полусфере, задают *Зоммерфельда условия излучения*. Это приближение исходит из картины искажения экраном падающего поля, соотв. геом. оптике, и потому оно тем точнее, чем больше размеры отверстия. Такой рецепт задания поля наз. граничными условиями Кирхгофа и составляет основу К. м. в теории дифракции. При этом ф-ция $\psi(\boldsymbol{r}_f)$, определяемая интегральным представлением, хорошо соответствует точному решению вблизи освещённой области, но может давать заметные отклонения вдали от неё. К. м. приводит к строгому решению задачи для источников, заданных по падающему полю на $\Sigma_{\text{отв}}$ и дополненных эквивалентными линейными зарядами и токами для компенсации разрывов в распределении ψ и $\partial\psi/\partial\boldsymbol{n}$.

К. м. применяется для приближённого отыскания скалярных полей разл. природы; существуют обобщения на случай векторных и тензорных волновых полей.

Лит.: Хенл Х., Мауэ А., Вестпфаль К., Теория дифракции, пер. с нем., М., 1964; Борн М., Вольф Э., Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973; Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухоруков А. П., Теория волн, М., 1979; Ваганов Р. Б., Каценеленбаум Б. З., Основы теории дифракции, М., 1982.

Ю. А. Данилов.

КИ́РХГОФА ПРА́ВИЛА (законы Кирхгофа) — регламентируют распределение постоянного тока в разветвлённых электрических цепях. Установлены Г. Р. Кирхгофом в 1847.

Первое К. п.— алгебраич. сумма сил токов, сходящихся в точке разветвления (узле) цепи (рис. 1), равна нулю

$$\sum_{k=1}^{M} I_k = 0, \qquad (1)$$

где M — число ветвей. Знаки токов, текущих к узлу и от него, считаются противоположными. Это правило является следствием закона сохранения электрич. заряда.

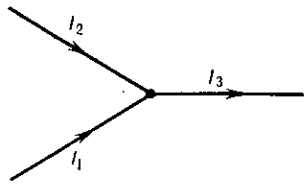


Рис. 1

В случае квазистационарных процессов соотношение (1) соблюдается с той точностью, с к-рой можно пренебречь вкладом тока смещения.

Второе К. п.— в любом замкнутом контуре L, выделенном в цепи квазилинейных (т. е. поперечные размеры к-рых значительно меньше их длины и радиуса продольной кривизны) проводников (рис. 2), алгебраич. сумма сторонних эдс $\mathcal{E}_n$ равна алгебраич. сумме падений напряжения $V_n = R_n I_n$ на последовательных участках этого контура:

$$\sum_{n=1}^{N} V_n = \sum_{n=1}^{N} I_n R_n = \sum_{n=1}^{N} \mathcal{E}_n, \qquad (2)$$

где I_n — ток, R_n — сопротивление n-го участка, N — число участков. Знак тока I_n положителен при совпадении его направления с условно выбранным направлением обхода по контуру, а знак $\mathcal{E}_n$ положителен, если эдс повышает разность потенциалов (напряжение) в этом направлении. Второе К. п. является следствием *Ома закона* и потенциальности эл.-статич. поля.

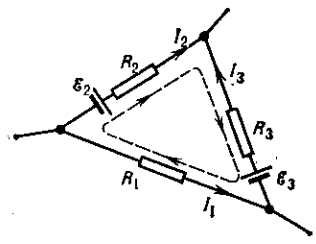


Рис. 2

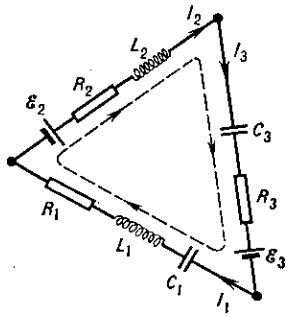


Рис. 3

В квазистационарном случае ситуация усложняется. Прежде всего, электрич. поле в соответствии с Фарадея законом эл.-магн. индукции перестаёт быть потенциальным. Затем токи проводимости могут замыкаться через токи смещения, как это имеет место при включении в цепь ёмкостных элементов. Наконец, распределение плотности тока по сечению проводника может быть неравномерным и зависит от частоты процесса (*скин-эффект*), что приводит к необходимости уточнения понятия квазилинейного проводника — его поперечные размеры должны быть значительно меньше толщины скин-слоя. В результате для одиночного контура (когда влиянием др. контуров можно пренебречь) с сосредоточенными параметрами (рис. 3) в предположении, что магн. поток сосредоточен внутри индуктивных элементов, а ток смещения — внутри ёмкостных, вместо (2) получается ур-ние

$$\sum_{n=1}^{N} \left\{ L_n \frac{dI_n}{dt} + I_n R_n + \frac{1}{C_n} \int I_n \, dt \right\} = \sum_{n=1}^{N} \mathcal{E}_n, \qquad (3)$$

где L_n — индуктивность, C_n — ёмкость n-ного участка.

Для гармонич. процессов, используя комплексную запись зависимости от времени ($I = I_\omega e^{i\omega t}$, ω — круговая частота), можно придать (3) форму (2), если R_n заменить на соответствующий комплексный импеданс Z_n: $R_n \to Z_n = i\omega L_n + R_n + (i\omega C_n)^{-1}$. С определ. оговорками К. п. могут быть обобщены на цепи, содержащие нелинейные элементы.

К. п. используются для расчёта электрич. цепей применительно к разнообразным потребностям электро- и радиотехники.

Лит.: Тамм И. Е., Основы теории электричества, 9 изд., М., 1976; Парселл Э., Электричество и магнетизм, пер. с англ., 3 изд., М., 1983; Сивухин Д. В., Общий курс физики, 2 изд., [т. 3] — Электричество, М., 1983.

И. Г. Кондратьев, М. А. Миллер.

КИ́РХГОФА ФО́РМУЛА — ф-ла, выражающая регулярное решение $u(x, t)$ неоднородного *волнового уравнения* в трёхмерном пространстве

$$\Delta u - c^{-2} u_{tt} = f(x, t) \qquad (1)$$

через нач. данные задачи Коши $u(x, 0) = \varphi(x)$, $u_t(x, 0) = \rho(x)$ и объёмный *запаздывающий потенциал* $v(x, t)$ с плотностью $f(y, t)$:

$$u(x, t) = v(x, t) + (4\pi c^2 t)^{-1} \int_S \rho(y) \, dS_y + (4\pi c^2)^{-1} (\partial/\partial t)\, t^{-1} \int_S \varphi(y) \, dS_y, \qquad (2)$$

где $\rho(x)$, $\varphi(x)$ — соответственно дважды и трижды непрерывно дифференцируемые ф-ции, S — сфера радиуса $ct = |x-y| = [(x_1-y_1)^2 + (x_2-y_2)^2 + (x_3-y_3)^2]^{1/2}$ с центром в точке x, $x = (x_1, x_2, x_3)$, $y = (y_1, y_2, y_3)$, $v(x, t) = -\int_{r \leqslant ct} (4\pi r)^{-1} f(y, t - r/c)\, dy$, $r = |x-y|$, а $f(x, t)$ — дважды дифференцируемая ф-ция. При $f(x, t) = 0$ ф-ция $u(x, t)$ определяется значениями $\varphi(x)$, $\partial\varphi/\partial n$, $\rho(x)$, взятыми на сфере S, где n — внеш. нормаль к S. Это свойство решений волнового ур-ния (1) наз. *Гюйгенса — Френеля принципом.*

Из К. ф. можно получить *Пуассона формулу* и *Д'Аламбера формулу*, дающие решение задачи Коши в двумерном и одномерном пространстве. К. ф. (2) обобщена на случай произвольных целых размерностей пространства.

К. ф. называют также интеграл Кирхгофа:

$$u(x, t) = -\int_\Omega (4\pi r)^{-1} f(y, t - r/c)\, d\Omega_y + \int_\sigma [r^{-1} \partial u/\partial n - u\, \partial r^{-1}/\partial n + (rc)^{-1} (\partial u/\partial \tau)\, \partial r/\partial n]\, d\sigma/4\pi,$$

$$\tau = t - r/c,$$

выражающий решение волнового ур-ния (1) через запаздывающий объёмный потенциал и через значения ф-ции $u(y, t)$ и её производных на границе σ области Ω в момент времени $\tau = t - r/c$, где Ω — огранич. область трёхмерного пространства, n — внеш. нормаль к σ; $r = |x - y|$ — расстояние между точками x и y (см. *Кирхгофа метод*). К. ф. получена впервые Г. Р. Кирхгофом в 1882.

Лит.: Владимиров В. С., Уравнения математической физики, 5 изд., М., 1988; Бицадзе А. В., Уравнения математической физики, 2 изд., М., 1982.

С. В. Молодцов.

КИСЛОРО́Д (Oxygenium), O,— хим. элемент VI группы периодич. системы элементов, ат. номер 8, ат. масса 15,9994 а. е. м. Природный К. состоит из трёх стабильных изотопов: ^{16}O (99,762%), ^{17}O (0,038%) и ^{18}O (0,200%). Ядра атомов ^{16}O содержат 8 протонов и 8 нейтронов и обладают особой устойчивостью; они являются самыми распространёнными ядрами земной коры. Тетраэдрич. атомный радиус К. (при координац. числе 4) равен 0,066 нм, октаэдрич. (координац. число 6) 0,074 нм, радиус иона O^{2-} 0,136 нм. Электронная конфигурация внеш. оболочки $2s^2p^4$. Энергии последоват. ионизации 13,618, 35,117 и 54,90 эВ. Сродство к электрону 1,467 эВ. Значение электроотрицательности 3,50.

К. существует в виде двух простых веществ: собственно К. с молекулой O_2 и озона O_3, к-рый образуется, напр., в электрич. разрядах в атмосфере. Молекулы O_2 достаточно устойчивы, энергия их диссоциации 493,6 кДж/моль (при 0 К), межъядерное расстояние 0,120735 нм. Энергия ионизации молекулы O_2 12,2 эВ, сродство к электрону 0,94 эВ. В молекуле O_3 межъядерное расстояние 0,12717 нм, валентный угол O—O—O 116,78°. Озон неустойчив и легко распадается $O_3 \rightarrow O_2+O$.

К. O_2 — бесцветный газ без запаха и вкуса; озон O_3 обладает синей окраской и имеет резкий запах. К. O_2 при 0 °С имеет теплоёмкость c_p=29,27 Дж/моль·К, c_V=20,5 Дж/моль·К, $t_{кип}$=—192,98 °С, $t_{пл}$=—218,7°С. Твёрдый К. при темп-ре ниже —249,3 °С имеет ромбич. кристаллич. решётку (α-O, синие кристаллы), при темп-ре —249,3 °С переходит в β-O с ромбоэдрич. кристаллич. решёткой. При темп-ре выше —229,4 °С существует γ-O с кубич. кристаллич. решёткой. Плотность газообразного К. 1,42897 кг/м³ (при 0 °С и нормальном давлении), жидкого — 1,1321 кг/дм³ (при $t_{кип}$), твёрдого —1,46 кг/дм³ (при —252,7 °С). Критич. темп-ра — 118,84 °С, критич. давление 4,97 МПа, теплота испарения 6,82 кДж/моль, теплота плавления 0,443 кДж/моль. При 0 °С теплопроводность 24 мВт/м·К, диэлектрич. проницаемость 1,000547, вязкость 18,9 мкПа·с. Парамагнитен, магн. восприимчивость $\chi=107,8\cdot10^{-9}$ (при 20 °С). Растворимость К. в 1 м³ воды при нормальном давлении 0,031 м³ (20 °С) и 0,049 м³(0 °С).

В соединениях К. проявляет степень окисления —2, реже —1. Обладает высокой реакц. способностью (хим. активность O_3 выше, чем O_2) и образует соединения почти со всеми хим. элементами. Бинарные соединения, в к-рых атомы К. не связаны между собой, наз. оксидами (CaO, SO_2 и др.). Соединения, содержащие группировку O—O, наз. пероксидами (напр., пероксид водорода H_2O_2). Хим. реакции с участием К. (реакции окисления) обычно сопровождаются выделением большого кол-ва тепла.

К. используют для интенсификации разл. процессов (напр., при выплавке стали). Жидкий К. служит окислителем ракетного топлива, его применяют при изготовлении взрывчатых веществ. Озон ядовит, способен сильно раздражать глаза и дыхат. пути. Находит применение искусств. β^--радиоактивный нуклид ^{19}O ($T_{1/2}$=27 с).

Лит.: Кислород. Справочник, под ред. Д. Л. Глизманенко, ч. 1—2, М., 1967.

С. С. Бердоносов.

КИСТЕВО́Й РАЗРЯ́Д — форма *коронного разряда*, по внеш. виду напоминающая кисть (рис. 1). К. р. наблюдается в воздухе при давлениях около атмосферного и выше у электродов с острыми выступами.

Причины возникновения кистеобразного свечения разные. В случае положительно заряженного острия кисть разряда представляет из себя интегральную картину свечения отдельных, чередующихся во времени коронных *стримеров* (рис. 2), возникающих у острия и распространяющихся со скоростью 10^7 см/с и выше в сторону слабого поля, где они затухают. В этих условиях К. р. является разновидностью стримерной короны, к-рая при распространении стримеров до противоположного электрода может перерасти в искровой пробой, а при подавлении стримеров (напр., сильной внеш. ионизацией) возникает непрерывная вспышечная корона (рис. 3). В случае отрицательно заряженного острия свечение коронного разряда во всём диапазоне напряжений от порогового до искрового пробоя похоже на кисть (рис. 1, *б*, *в*), хотя её размеры, при прочих равных условиях значительно меньше, чем в случае положительно заряженного острия. Также может в ней отсутствовать канальная структура. К. р. с отрицательно заряженного острия может быть прерывистым (т. н. импульсы Тричела) или непрерывным (при высоких предпробойных напряжениях).

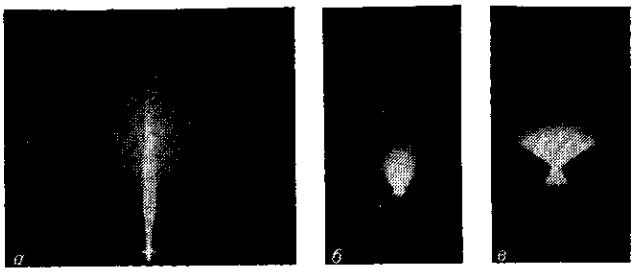


Рис. 1. Кистеобразные формы коронного разряда в атмосферном воздухе. Остриё с гиперболической вершиной (радиус кривизны 1,5 мм): *а* — потенциал острия +25 кВ, стримерная корона; *б* — потенциал острия —25 кВ, отрицательная корона в режиме тричелевских импульсов; *в* — потенциал острия —60 кВ, отрицательная корона в непрерывном режиме.

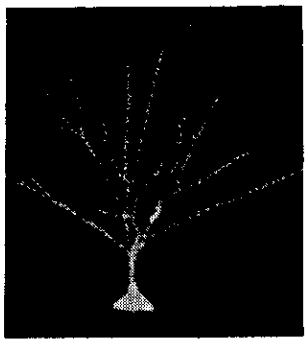


Рис. 2. Коронный стример в атмосферном воздухе. Остриё с полусферической вершиной (радиус кривизны 1,5 мм).

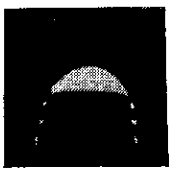


Рис. 3. Положительная непрерывная вспышечная корона в атмосферном воздухе. Остриё то же, что на рис. 1. Напряжение +40 кВ.

К. р. на перем. напряжении является суперпозицией разрядов на отд. полупериодах.

В спец. литературе термин «К. р.» в настоящее время почти не используется.

Лит. см. при ст. *Коронный разряд.*

К. Ф. Куду.

КЛАПЕЙРО́НА УРАВНЕ́НИЕ (Клапейрона — Менделеева уравнение) — зависимость между параметрами идеального газа (давлением p, объёмом V и абс. темп-рой T), определяющими его состояние: $pV=BT$, где коэф. пропорциональности B зависит от массы газа M и его мол. массы. Установлен франц. учёным Б. П. Э. Клапейроном (B. P. E. Clapeyron) в 1834. В 1874 Д. И. Менделеев вывел ур-ние состояния для одного моля идеального газа; $pV=RT$, где R — универсальная газовая постоянная. Если мол. масса газа μ, то

$$pV=\frac{M}{\mu}RT \quad \text{или} \quad pV=NkT,$$

где N — число частиц газа. К. у. представляет собой *уравнение состояния* идеального газа, к-рое объединяет *Бойля — Мариотта закон*, *Гей-Люссака закон* и *Авогадро закон*.

К. у.— наиб. простое ур-ние состояния, применимое с определ. степенью точности к реальным газам при низких давлениях и высоких темп-рах.

КЛАПЕЙРО́НА — КЛА́УЗИУСА УРАВНЕ́НИЕ — выражает связь наклона кривой равновесия двух фаз с теплотой фазового перехода и изменением фазового объёма. Согласно К.—К. у., вдоль кривой фазового равновесия

$$\frac{dp}{dT}=\frac{L_{12}}{T\,(V_2-V_1)},$$

где L_{12} — уд. теплота фазового перехода 1→2 (испарения, плавления, сублимации), V_2-V_1 — скачок объёма, V_1, V_2 — уд. (мольные) объёмы фаз, T — абс. темпра, p — давление.

К.—К. у. получено Б. П. Э. Клапейроном в 1832 для фазового равновесия жидкости с паром с помощью *Карно теоремы*. Р. Клаузиус (R. Clausius) в 1850 дал его термодинамический вывод для любого фазового перехода 1-го рода.

К.—К. у. является следствием общего условия равновесия фаз Гиббса — равенства их хим. потенциалов ($\mu_1=\mu_2$), из к-рого следует, что вдоль кривой равновесия фаз выполняется равенство

$$\frac{dp}{dT}=\frac{S_2-S_1}{V_2-V_1},$$

где S_2-S_1 — скачок энтропии при фазовом переходе 1→2; скачок энтропии связан с теплотой перехода соотношением: $L_{12}=(S_2-S_1)T$. Из К.—К. у. следует, что темп-ра фазового перехода изменяется с давлением согласно ур-нию

$$\frac{dT}{dp}=\frac{T\,(V_2-V_1)}{L_{12}}.$$

Для фазовых переходов с поглощением теплоты ($L_{12}>0$) знак dp/dT определяется знаком разности V_2-V_1. Для испарения и сублимации $dp/dT>0$, т. к. уд. объём пара V_2 больше уд. объёма конденсированной фазы V_1, и темп-ра фазового перехода повышается с ростом давления. Для плавления возможен случай, когда $dp/dT<0$, т. к. для нек-рых веществ (воды, висмута, чугуна и др.) $V_2<V_1$. В этом случае темп-ра плавления понижается с ростом давления.

Лит. см. при ст. *Термодинамика*. *Д. Н. Зубарев.*

КЛАССИ́ЧЕСКИЙ РА́ДИУС ЭЛЕКТРО́НА — фундам. константа размерности длины, входящая во мн. ф-лы классич. и квантовой электродинамики, $r_0=e^2/m_ec^2=2{,}81794\cdot10^{-13}$ см (e и m_e — заряд и масса электрона). К. р. э. имеет смысл радиуса заряж. шара с зарядом e (распределённым сферически-симметрично), при к-ром энергия эл.-статич. поля шара $\mathcal{E}=\gamma e^2/r_0$ (γ — коэф. ~1, характеризующий распределение заряда по радиусу) равна энергии покоя электрона m_ec^2. В нек-рых задачах классич. электродинамики электрон ведёт себя как частица с радиусом r_0. Напр., полное сечение рассеяния эл.-магн. волн ($h\nu\ll m_ec^2$, ν — частота) одиночным электроном имеет порядок площади круга с радиусом r_0 (см. *Томсоновское рассеяние света*).

К. р. э. определяются малые расстояния, на к-рых классич. электродинамика становится внутренне противоречивой. Однако расхождение между классич. электродинамикой и опытом начинает наблюдаться на значительно больших расстояниях — расстояниях порядка *комптоновской длины волны* электрона $\lambda_C=r_0/\alpha\approx137\,r_0$, на к-рых становятся существенными квантовые эффекты (α — *тонкой структуры постоянная*).

КЛА́ССЫ КРИСТА́ЛЛОВ — см. в ст. *Точечные группы симметрии*.

КЛА́СТЕР (англ. cluster, букв.— пучок) — система из большого числа слабо связанных атомов или молекул. К. занимают промежуточное положение между *ван-дер-ваальсовыми молекулами*, содержащими неск. атомов или молекул, и мелкодисперсными частицами (аэрозолями). Если К. содержит ион, то он наз. *кластерным ионом* или ионным К.; в этом случае энергия связи, отнесённая к одной молекуле, обычно выше, чем в ван-дер-ваальсовых молекулах. К. можно характеризовать макроскопич. параметрами, к-рые по мере увеличения числа частиц в нём приближаются к соответствующим характеристикам частиц дисперсной конденсированной фазы. Макроскопич. параметры малых К. могут зависеть немонотонно от числа образующих их атомов или молекул. В частности, проявлением этого является существование магич. чисел — энергетически наиболее выгодного числа элементарных частиц в К. К. эффективно образуются в пересыщ. паре, при истекании газа из сопла, являясь центрами конденсации и промежуточной стадией образования капелек жидкости.

Понятием К. как системы большого числа слабо связанных нуклонов в ядре пользуются в кластерной модели ядра (см. *Нуклонных ассоциаций модель* ядра).

Лит. см. при ст. *Кластерные ионы*. *Б. М. Смирнов.*

КЛА́СТЕРНАЯ МОДЕ́ЛЬ ЯДРА́ — то же, что *нуклонных ассоциаций модель* ядра.

КЛА́СТЕРНЫЕ ИО́НЫ — сложные ионы, состоящие из простых ионов (положительных или отрицательных) и комплекса атомов или молекул, причём эти компоненты в составе К. и. сохраняют свою индивидуальность. К. и., содержащий простой ион A^+ и атомную нейтральную частицу B, обозначается как A^+B. Напр., К. и. $K^+\cdot(H_2O)_n$ состоит из положит. иона калия и n молекул воды. К. и. наз. также к о м п л е к с н ы м и и о н а м и.

Компоненты К. и. мало изменяют свои параметры, к-рыми они характеризуются в изолированном виде, что означает отсутствие обычной *химической связи* в К. и. Поэтому энергия диссоциации К. и. меньше, чем энергия хим. связи. С др. стороны, энергия диссоциации К. и. значительно больше энергии диссоциации *ван-дер-ваальсовых молекул*, представляющих собой совокупность двух или неск. молекул (или атомов) в газовой фазе (напр., Ar_2, He_2, CsHg и т. д.), у к-рых связь осуществляется за счёт дальнодействующих ван-дер-ваальсовых сил. Связь в К. и. прочнее, чем в ван-дер-ваальсовых молекулах, т. к. взаимодействие с участием заряж. частиц сильнее, чем для нейтральных частиц, к тому же в К. и. обычно имеется слабое перераспределение заряда у нейтральной компоненты, заметно усиливающее связь. Т. о., по энергии диссоциации К. и. занимают промежуточное место между молекулами и молекулярными ионами с хим. связью, а также ван-дер-ваальсовыми молекулами (рис.).

Относительно небольшая энергия диссоциации К. и. приводит к тому, что они могут эффективно разрушаться (и образовываться) при тепловых энергиях. Это создаёт большое разнообразие К. и. в зависимости от темп-ры, давления и др. условий, в к-рых находится система. Напр., в парах воды при темп-ре порядка комнатной наблюдаются положит. К. и. $H_3O^+\cdot(H_2O)_n$, $n=0\div3$, и отрицат. К. и. ионы $OH^-\cdot(H_2O)_n$, $n=1\div4$.

К. и. проявляются в разных процессах, протекающих в газе и плазме. В табл. представлен перечень воз-

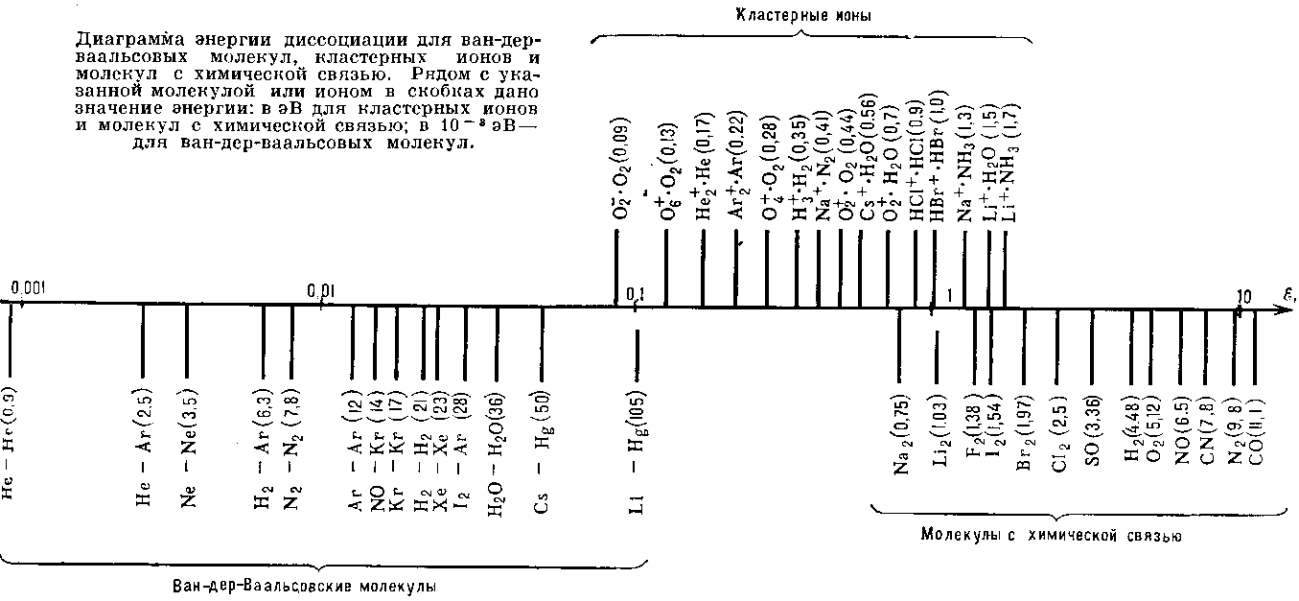
Процесс	Схема процесса
Образование при тройных столкновениях	$A^+\cdot+B+M\longrightarrow A^+\cdot B+M$
Разрушение при парных столкновениях	$A^+\cdot B+M\longrightarrow A^++B-M$
Переходы между сортами кластерных ионов	$A^+\cdot B+C\longrightarrow A^+\cdot C+B$
Рекомбинация с электронами	$A^+\cdot B+e\longrightarrow A+B$
Взаимная нейтрализация	$A^+\cdot B+C^-\begin{cases}\longrightarrow A+B+C\\ \longrightarrow AB+C\end{cases}$
Фотораспад	$A^+\cdot B+\hbar\omega\longrightarrow A^++B$

можных процессов образования и распада К. и. Схемы процессов даны для положит. ионов, но точно такие же процессы возможны и для отрицательных.

Важную роль К. и. играют как ядра конденсации при конденсации паров воды и др. веществ в объёме, когда давление паров превышает давление насыщ. пара

при данной темп-ре. В этом случае образование малых капель данного вещества термодинамически невыгодно из-за большого поверхностного натяжения. А при наличии в газе К. и. на них образуются зародыши, на к-рых происходит конденсация. Это обстоятельство составляет основу принципа работы *Вильсона камеры*, используемой для фотографирования следа быстрой частицы.

Диаграмма энергии диссоциации для ван-дер-ваальсовых молекул, кластерных ионов и молекул с химической связью. Рядом с указанной молекулой или ионом в скобках дано значение энергии: в эВ для кластерных ионов и молекул с химической связью; в 10^{-3} эВ — для ван-дер-ваальсовых молекул.



К. и. играют важную роль в низкотемпературной плазме. Они смещают *ионизационное равновесие* в плазме. К. и. эффективно образуются в газоразрядной плазме низкого давления, в частности в газоразрядном лазере на угарном газе (CO). Многообразие их сортов наблюдается при низкой темп-ре, в частности в *криогенной плазме*.

Разл. К. и. присутствуют в атмосфере Земли, причём с изменением высоты состав ионов существенно изменяется. Напр., в стратосфере на высоте 35—40 км присутствуют отрицат. ионы $NO_3^-\cdot(HNO_3)_2$, $HSO_4^-\cdot(HNO_3)_2$, $HSO_4^-\cdot H_2SO_4$ и др. ионы подобного вида. Наиб. полно исследован состав ионов и протекающие с их участием процессы в *D*-слое ионосферы.

Лит.: Смирнов Б. М., Комплексные ионы, М., 1983.

Б. М. Смирнов.

КЛАУЗИУСА НЕРАВЕНСТВО — неравенство, выражающее теорему термодинамики: для кругового процесса

$$\oint \frac{\delta Q}{T} \leqslant 0, \qquad (*)$$

где δQ — кол-во теплоты, сообщаемое системе (или отводимое от неё) на бесконечно малом участке цикла, T — абс. темп-ра соответствующего элемента среды. Кол-во теплоты δQ, сообщаемое системе, считается положительным, отводимое от неё — отрицательным. Необратимому (хотя бы на одном участке) циклу соответствует неравенство, циклу, состоящему только из обратимых процессов,— знак равенства (равенство Клаузиуса). Величина $\delta Q/T$ наз. элементарной приведённой теплотой. К. н. даёт количеств. формулировку *второго начала термодинамики*.

К. н. установлено в 1850 Р. Клаузиусом с помощью *Карно теоремы* о максимальности кпд цикла Карно, т. к. любой круговой процесс можно рассматривать как предел большого числа элементарных циклов Карно и, следовательно, для него $\sum_i \delta Q_i/T_i \leqslant 0$, где δQ_i — кол-во теплоты, сообщаемое (отводимое) в i-м элементарном цикле Карно при темп-ре T_i.

Из равенства Клаузиуса следует, что $\int_{(1)}^{(2)} \delta Q/T$ не зависит от формы пути и $1/T$ есть интегрирующий множитель для δQ. Это означает существование такой ф-ции состояния S, названной Клаузиусом *энтропией*, что $dS = \delta Q/T$. Для необратимого процесса из (*) следует, что

$$\frac{\delta Q}{T} \leqslant dS;$$

это неравенство также наз. К. н. Наряду с 1-м началом термодинамики К. н. может быть положено в основу построения термодинамики.

Лит. см. при ст. *Термодинамика.*

Д. Н. Зубарев.

КЛАУЗИУСА — МОССОТТИ ФОРМУЛА — приближённо выражает зависимость *диэлектрической проницаемости* ε диэлектрика от *поляризуемости* α составляющих его частиц (молекул, атомов, ионов) и от их числа N в 1 см^3:

$$\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon+2} = \frac{4\pi}{3} N\alpha. \qquad (1)$$

Установлена в сер. 19 в. независимо Р. Клаузиусом (R. Clausius) и О. Ф. Моссотти (O. F. Mossotti). К.—М. ф. применима для всех неполярных диэлектриков, для к-рых выполняется соотношение

$$E_{\text{лок}} = E_{\text{ср}} + \frac{4\pi}{3} P, \qquad (2)$$

верное лишь в том случае, когда положение частицы обладает симметрией не ниже кубической. Здесь $E_{\text{лок}}$ — локальное поле, действующее на каждую поляризующуюся частицу, $E_{\text{ср}}$ — ср. макроскопич. поле, P — дипольный электрич. момент единицы объёма диэлектрика, наз. поляризацией. Если в диэлектрике содержится k сортов частиц, то (1) заменяется на соотношение

$$\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon+2} = \frac{4\pi}{3} \sum N_k \alpha_k. \qquad (3)$$

Часто К.—М. ф. записывают в виде

$$\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon+2} \frac{M}{\rho} = \frac{4\pi}{3} N_A \alpha. \qquad (4)$$

Здесь M — мол. масса вещества, ρ — плотность, N_A — число Авогадро.

Приближённый характер К.—М. ф. вытекает уже из невозможности в общем случае дать рациональное определение понятию частиц, из к-рых состоит диэлектрик.

Так, в ковалентных кристаллах нельзя выделить отд. атомы или ионы: значит. часть электронной плотности располагается между ионными остовами, образуя связи. *Ионные кристаллы* можно без заметной потери точности представить как состоящие из хорошо определённых ионов, однако поляризация этих кристаллов в статич. и НЧ полях связана не только с появлением дипольных моментов у ионов, но и со смещением ионов как целого. Формально это учитывают, вводя понятие ионной (связанной со смещением ионов) поляризуемости.

В области оптич. частот (видимого и УФ-диапазона) смещениями ионов можно пренебречь, поляризуемость α чисто электронная и К.—М. ф. переходит в *Лоренца-Лоренца формулу*. Однако и в этом случае расчёт может заметно отличаться от эксперимента. Это связано с тем, что поляризуемость иона в среде отличается от его поляризуемости в свободном виде; поэтому К.-М. ф. носит приближённый характер для любой конденсированной среды. Степень её приближённости существенно различна для разных сред. Для жидкостей, состоящих из неполярных молекул, К.—М. ф. выполняется с высокой точностью, поскольку поляризация неполярной молекулы происходит за счёт относит. перемещения составляющих её частиц и другие, даже близко расположенные молекулы не влияют на процесс поляризации. Для полярных диэлектриков, поляризация к-рых связана с ориентацией молекулярных диполей, наличие соседей существенно. Поэтому в случае полярных диэлектриков К.—М. ф. верна лишь для газов и сильно разбавленных растворов полярных жидкостей в неполярных растворителях. Поляризуемость при этом имеет характерную темп-рную зависимость, а К.—М. ф. переходит в *Ланжевена — Дебая формулу*. Ограничение применимости К.—М. ф., связанное с использованием (2), не является принципиальным, поскольку внутр. поля в разных точках элементарной ячейки и для разных структур можно рассчитать с достаточно хорошей точностью.

Лит. см. при ст. *Диэлектрики*. *А. П. Леванюк.*

КЛЕ́БША — ГОРДА́НА КОЭ́ФФИЦИЕ́НТЫ — возникают в квантовой механике при решении задачи сложения моментов (орбитальных, спиновых или полных) независимых частиц (или систем), а также при сложении *изотопических спинов* и вообще любых аналогичных величин, связанных с группами $SU(2)$ и $SO(3)$. Названы по имени А. Клебша (A. Klebsch) и П. Гордана (P. Gordan). В литературе встречаются также названия: коэффициенты векторного сложения, коэффициенты Вигнера. К.—Г.к. используются в атомной и молекулярной физике, теории твёрдого тела, физике ядра и элементарных частиц и в др. приложениях квантовой механики.

Задача сложения двух моментов состоит в нахождении собств. ф-ций ψ_{jm} и собств. значений операторов $\hat{j}^2$ и $\hat{j}_z$ (где $\hat{j}=\hat{j}_1+\hat{j}_2$ — суммарный момент системы), выраженных через собств. ф-ции $\psi_{j_1m_1}$, $\psi_{j_2m_2}$ операторов двух складываемых моментов и их проекций [1, 2]:

$$\psi_{jm}=\sum_{m_1+m_2=m} C^{jm}_{j_1m_1;\ j_2m_2}\psi_{j_1m_1}\psi_{j_2m_2}. \qquad (1)$$

Здесь коэффициенты $C^{jm}_{j_1m_1;\ j_2m_2}$ — К.—Г. к., $j^2=\hbar^2j(j+1)$, $j_z=\hbar m$, причём j и m могут принимать значения:

$$j=j_1+j_2,\ j_1+j_2-1,\ \ldots,\ |j_1-j_2|,\ -j\leqslant m\leqslant j \qquad (2)$$

(j_1, m_1; j_2, m_2 — квантовые числа моментов и их проекций отд. частиц; см. *Квантовое сложение моментов*).

Используется много разл. обозначений для К.—Г. к. [кроме обозначения в ф-ле (1)] и связанных с ними коэффициентов.

Общие ф-лы для К.—Г. к. при произвольных j_1, j_2 и j были получены Ю. Вигнером (E. Wigner) и Г. Рака (H. Raka) с помощью методов теории групп, однако они слишком громоздки для большинства физ. приложений. В практич. расчётах пользуются либо алгебранч. ф-лами в случае, когда один из моментов мал

Табл. 1. — **Коэффициенты** $C^{jm}_{j_1m_1;\ 1/2\ m_2}$

j \ m_2	$1/2$	$-1/2$
$j_1+1/2$	$\left(\frac{j_1+m+1/2}{2j_1+1}\right)^{1/2}$	$\left(\frac{j_1-m+1/2}{2j_1+1}\right)^{1/2}$
$j_1-1/2$	$-\left(\frac{j_1-m+1/2}{2j_1+1}\right)^{1/2}$	$\left(\frac{j_1+m+1/2}{2j_1+1}\right)^{1/2}$

(табл. 1, $j_2=1/2$; табл. 2, $j_2=1$), либо числ. таблицами К.—Г. к. для конкретных значений j_1, j_2 и j (см., напр., [3]). Ниже перечислены осн. свойства и приложения К.—Г. к., используемые в квантовомеханич. расчётах.

1) Соотношения ортогональности:

$$\sum_{m_1m_2} C^{jm}_{j_1m_1;\ j_2m_2}C^{j'm'}_{j_1m_1;\ j_2m_2}=\delta_{jj'}\delta_{mm'},$$
$$\sum_{jm} C^{jm}_{j_1m_1;\ j_2m_2}C^{jm}_{j_1m_1';\ j_1m_2'}=\delta_{m_1m_1'}\delta_{m_2m_2'} \qquad (3)$$

($\delta_{kk'}$ — *Кронекера символ*). Эти свойства вытекают из того, что К.—Г. к. имеют смысл ф-ций унитарного преобразования при переходе от представления, где в качестве переменных используются j_1, m_1, j_2, m_2, к представлению, заданному переменными j_1, j_2, j, m, отвечающими суммарному моменту (см. *Представлений теория*). При этом К.—Г. к. всегда вещественны.

2) Соотношения симметрии:

$$C^{jm}_{j_1m_1;\ j_2m_2}=(-1)^{j_1+j_2-j}C^{jm}_{j_2m_2;\ j_1m_1}=$$
$$=(-1)^{j_1+j_2-j}C^{j,\ -m}_{j_1,\ -m_1;\ j_2,\ -m_2}=$$
$$=(-1)^{j_2+m_2}\sqrt{\frac{2j+1}{2j_1+1}}\ C^{j_1,\ -m_1}_{j,\ -m;\ j_2m_2} \qquad (4)$$

и т. д. Эти соотношения полезны для приведения К.—Г. к. к табличным значениям. Всего имеется 72 соотношения симметрии, к-рые образуют группу, найденную Т. Редже (T. Regge) в 1958 (см. [6]).

Табл. 2. — **Коэффициенты** $C^{jm}_{j_1m_1;\ 1\ m_2}$

j \ m_2	1	0	−1
j_1+1	$\left[\frac{(j_1+m_1)(j_1+m+1)}{(2j_1+1)(2j_1+2)}\right]^{1/2}$	$\left[\frac{j_1-m+1}{(2j_1+1)(j_1+1)}\right]^{1/2}$	$\left[\frac{(j_1-m)(j_1-m+1)}{(2j_1+1)(2j_1+2)}\right]^{1/2}$
j_1	$-\left[\frac{(j_1+m)(j_1-m+1)}{2j_1(j_1+1)}\right]^{1/2}$	$m[j_1(j_1+1)]^{-1/2}$	$\left[\frac{(j_1-m)(j_1+m+1)}{2j_1(j_1+1)}\right]^{1/2}$
j_1-1	$\left[\frac{(j_1-m)(j_1-m+1)}{2j_1(2j_1+1)}\right]^{1/2}$	$-\left[\frac{(j_1-m)(j_1+m)}{j_1(2j_1+1)}\right]^{1/2}$	$\left[\frac{(j_1+m)(j_1+m+1)}{2j_1(2j_1+1)}\right]^{1/2}$

3) С К.—Г. к. тесно связаны 3j-символы Вигнера:

$$\begin{pmatrix} j_1 & j_2 & j \\ m_1 & m_2 & m \end{pmatrix} = (-1)^{j_1-j_2-m}(2j+1)^{-1/2}C^{j,\,-m}_{j_1m_1;\,j_2m_2}, \quad (5)$$

к-рые обладают более простыми свойствами симметрии. Напр.,

$$\begin{pmatrix} j_1 & j_2 & j \\ m_1 & m_2 & m \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} j & j_1 & j_2 \\ m & m_1 & m_2 \end{pmatrix} = \sigma \begin{pmatrix} j_2 & j_1 & j \\ m_2 & m_1 & m \end{pmatrix} =$$

$$= \sigma \begin{pmatrix} j_1 & j_2 & j \\ -m_1 & -m_2 & -m \end{pmatrix} = \ldots, \quad (*)$$

где $\sigma=(-1)^{j_1+j_2+j}$. Имеются также нетривиальные симметрии 3j-символов, отличные от (*) и установленные Редже (см. [6]). 3j-символы представляют собой амплитуду вероятности того, что три угл. момента j_1, j_2 и j складываются в полный угл. момент, равный нулю. С этим и связана их высокая симметрия. Табл. 3j-символов см., напр., в [2, 7].

Обобщением 3j-символов являются т. н. 3nj-символы, к-рые появляются при рассмотрении разл. схем сложения $(n+1)$ угл. моментов.

4) К.—Г. к. возникают в разложении произведения двух D-ф-ций Вигнера, описывающих преобразование волновой ф-ции частицы с угл. моментом j при вращениях системы отсчёта:

$$D^{j_1}_{m_1'm_1}(g)\,D^{j_2}_{m_2'm_2}(g) =$$

$$= \sum_j C^{j,\;m_1'+m_2'}_{j_1m_1';\;j_2m_2'} C^{j,\;m_1+m_2}_{j_1m_1;\;j_2m_2}\,D^{j}_{m_1+m_2',\;m_1+m_2}(g). \quad (6)$$

Здесь g — произвольный элемент *вращений группы* $SO(3)$, определяемый, напр., тремя углами Эйлера; связь между исходной волновой ф-цией ψ и волновой ф-цией $\tilde{\psi}$ в повёрнутой системе отсчёта имеет вид

$$\tilde{\psi}^{jm'} = \sum_{m=j,\;\ldots,\;-j} D^{j}_{m'm}(g)\,\psi^{jm}$$

Из (6) вытекает, что интеграл от произведения трёх D-ф-ций (в частности, от трёх полиномов Лежандра) выражается через К.—Г. к.

5) Одним из наиб. важных физ. приложений К.—Г. к. является теорема Вигнера — Эккарта о виде матричных элементов тензорных операторов:

$$\langle j'm' \mid T_{JM} \mid jm\rangle = C^{j'm'}_{jm;\,JM}\,\langle j' \parallel T_J \parallel j\rangle. \quad (7)$$

Здесь T_{JM} — неприводимый тензорный оператор ранга J, имеющий $2J+1$ компонент ($M=J, J-1, \ldots, -J$) и преобразующийся при вращениях так же, как волновая ф-ция состояния с моментом J, т. е. по неприводимому представлению $D^{(J)}$ группы $SO(3)$; $\langle j' \parallel T_J \parallel j\rangle$ — приведённый (редуцированный) матричный элемент, к-рый уже не зависит от проекций m_1, m_2 и M и является инвариантом относительно вращений. Замечат. особенностью теоремы Вигнера — Эккарта является явное отделение теоретико-групповых аспектов оператора T_{JM} [связанных с К.—Г. к. ф-лой (7)] от его спец. свойств, зависящих от конкретной физ. задачи (приведённые матричные элементы, к-рые не могут быть вычислены в общем виде).

При сложении более двух моментов применяются *Рака коэффициенты* и 3nj-символы. Для упрощения вычислений при сложении большого числа моментов развита спец. диаграммная техника [4].

Различные свойства К.—Г. к. наиб. полно изложены в монографиях [3, 5] и в [6].

Лит.: 1) Вигнер Е., Теория групп и ее приложения к квантовомеханической теории атомных спектров, пер. с англ., М., 1961; 2) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика. Нерелятивистская теория, 3 изд., М., 1974; 3) Варшалович Д. А., Москалев А. Н., Херсонский В. К., Квантовая теория углового момента, Л., 1975; 4) Юцис А. П., Левинсон И. Б., Ванагас В. В., Математический аппарат теории момента количества движения, Вильнюс, 1960; 5) Биденхарн Л., Лаук Дж., Угловой момент в квантовой физике, пер. с англ., т. 1—2, М., 1984; 6) Смородинский Я. А., Шеленин Л. А., Коэффициенты Клебша — Гордана с разных сторон, «УФН», 1972, т. 106, с. 3; 7) Эдмондс А., Угловые моменты в квантовой механике, в сб.: Деформация атомных ядер, пер. с англ., М., 1958.

В. С. Попов.

КЛЕЙНА — ГОРДОНА УРАВНЕНИЕ (Клейна — Гордона — Фока уравнение) — простейшее релятивистски-инвариантное ур-ние, описывающее свободное скалярное (или псевдоскалярное) *поле физическое*. Впервые получено в 1926 Э. Шрёдингером (как релятивистское обобщение *Шрёдингера уравнения*) и независимо О. Клейном (O. Klein), В. А. Фоком и В. Гордоном (W. Gordon). В квантовой теории поля применяется для описания частиц со спином 0. В *Минковского пространстве-времени* К.—Г. у.— линейное однородное дифференц. ур-ние 2-го порядка: $(\Box+m^2)\varphi(x)=0$, где $\Box$ — *Д'Аламбера оператор*, m — масса частицы, φ — полевая ф-ция или её компоненты в пространстве *внутренней симметрии* ($x=(x^0, \boldsymbol{x})$ — точка пространства-времени; используется система единиц, в к-рой $\hbar=c=1$). Решение К.—Г. у. записывают в виде разложения по плоским волнам:

$$\varphi(x) = (2\pi)^{-3/2}\int d\boldsymbol{p}\,(2p^0)^{-1/2}\left\{e^{ipx}a^+(\boldsymbol{p}) + e^{-ipx}a^-(\boldsymbol{p})\right\},$$

$$p^0 = (\boldsymbol{p}^2+m^2)^{1/2},$$

где $p=(p^0, \boldsymbol{p})$ — 4-импульс, $px=p^0x^0-\boldsymbol{px}$, $a^+(\boldsymbol{p})$ и $a^-(\boldsymbol{p})$ — положительно- и отрицательно-частотные компоненты Фурье. При *каноническом квантовании* a^+ и a^- интерпретируются как операторы рождения и уничтожения частицы с импульсом $\boldsymbol{p}$ и энергией p^0. В их терминах *гамильтониан* свободного поля имеет вид $H=\int d\boldsymbol{p}p^0(\boldsymbol{p})a^+(\boldsymbol{p})a^-(\boldsymbol{p})$. К.—Г. у. удовлетворяют компоненты любого свободного поля (спинорного, векторного и др.). При $m=0$ К.—Г. у. переходит в *Д'Аламбера уравнение*. *В римановом пространстве* с метрикой $g^{\mu\nu}$ (напр., в присутствии гравитац. поля с такой метрикой) К.—Г. у. имеет вид

$$(-g)^{-1/2}\frac{\partial}{\partial x^\mu}\left[(-g)^{1/2}\,g^{\mu\nu}\frac{\partial}{\partial x^\nu}\varphi\right] + m^2\varphi = 0,$$

где g — определитель матрицы $\|g^{\mu\nu}\|$, $\mu, \nu=0, 1, 2, 3$.

Изучены К.—Г. у. с разл. видами нелинейности (напр., *синус-Гордона уравнение*).

Лит.: Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Квантовые поля, М., 1980.

В. П. Павлов.

КЛЕЙНА — НИШИНЫ ФОРМУЛА — выражение для дифференц. сечения $d\sigma$ рассеяния фотона на электроне (см. *Комптона эффект*). В лаб. системе координат

$$d\sigma = \frac{1}{2}r_0^2\left(\frac{\omega_2}{\omega_1}\right)^2\left(\frac{\omega_2}{\omega_1}+\frac{\omega_1}{\omega_2}-\sin^2\theta\right)d\Omega_2, \quad (1)$$

где ω_1 и ω_2 — частоты падающего и рассеянного фотона, $d\Omega_2$ — элемент телесного угла для рассеянного фотона, θ — угол рассеяния, параметр $r_0=e^2/mc^2=2{,}81\times\times10^{-13}$ см — т. н. *классический радиус электрона* (e, m — заряд и масса электрона, c — скорость света). Частоты ω_1 и ω_2 связаны соотношением Комптона:

$$\omega_2 = \frac{\omega_1}{1+(\hbar\omega_1/mc^2)(1-\cos\theta)} \quad (2)$$

($\hbar$ — постоянная Планка). Ф-лу (1) впервые получили О. Клейн и И. Нишина (O. Klein, I. Nishina) в 1929 в рамках теории, использующей формальный аппарат квантовой механики и *Дирака уравнение* для описания релятивистского электрона. В 1930 эта ф-ла была заново выведена И. Е. Таммом.

В пределе $\hbar\omega_1 \ll mc^2$ $\hbar$ выпадает из ф-л (1) и (2), при этом (1) переходит в классич. ф-лу Томсона, описывающую рассеяние света без изменения частоты (т. н. томсоновское рассеяние):

$$d\sigma = \frac{1}{2}r_0^2(1+\cos^2\theta)\,d\Omega_2.$$

В пределе $\hbar\omega_1 \gg mc^2$ рассеяние происходит в основном назад в системе центра инерции. В лаб. системе дифференц. сечение имеет вид

$$d\sigma = r_0^2\, d\Omega_2 \quad \text{при } \theta^2 \leqslant mc^2/\hbar\omega_1,$$

$$d\sigma = \frac{1}{2} r_0^2 \frac{mc^2}{\hbar\omega_1 (1-\cos\theta)} d\Omega_2 \quad \text{при } \theta^2 \gtrsim mc^2/\hbar\omega_1;$$

полное сечение равно

$$\sigma = \frac{8\pi}{3} r_0^2 \approx 0{,}66 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2 \quad \text{при } \hbar\omega_1 \ll mc^2.$$

М. В. Терентьев.

КЛЕ́ТОЧНЫЕ СТРУКТУ́РЫ (биологические структуры) — надмолекулярные агрегаты, входящие в состав живых клеток, образованные биополимерами (белками, жирами, нуклеиновыми кислотами и др.) без участия ковалентных связей между этими молекулами. Все биохим. реакции, происходящие в клетках и обеспечивающие их метаболизм, подвижность и деление, осуществляются с помощью организованных определ. образом К. с. Объединяясь, К. с. образуют специализиров. клеточные органеллы: я д р а (в к-рых сосредоточена генетич. информация организма), м и т о х о н д р и и (где производится универсальное топливо живой клетки — аденозинтрифосфатная кислота, АТФ), х л о р о п л а с т ы (в к-рых происходит преобразование световой энергии в химическую — процесс *фотосинтеза*), системы подвижности клеток и др. (см. также *Биофизика*).

В условиях, близких к физиологическим, К. с. являются термодинамически устойчивыми образованиями, т. е. не требуют затрат энергии для поддержания своего существования и могут собираться самопроизвольно из отд. блоков (т. н. с а м о с б о р к а К. с.). Структурная целостность К. с. обеспечивается относительно слабыми водородными связями, возникающими между отд. компонентами структуры, ионными, гидрофобными взаимодействиями, а также ван-дер-ваальсовыми силами. Основа функциональной активности К. с.— перестройки их надмолекулярной организации, происходящие при изменении ионной силы, темп-ры среды, а также при подводе энергии извне.

В зависимости от типа образующих К. с. молекул форма и размеры надмолекулярных агрегатов могут быть либо строго определёнными (как, напр., белковые оболочки вирусов; рибосомы — комплексы, содержащие много молекул белка и неск. молекул рибонуклеиновой кислоты, на к-рых производится сборка новых белков; бактериальный мотор и др.), либо неопределёнными в одном, двух или трёх направлениях (жгутики и реснички, мышечные волокна, мембраны, в т. ч. фотосинтезирующие, и мембранные комплексы и т. д.). К. с. последнего типа в структурном отношении напоминают т. н. лиотропные жидкие кристаллы (см. *Растворы*).

1. Мембраны.

Мембраны, представляющие собой плоские или изогнутые слои (толщиной ок. 8 нм), образованные молекулами белков, жиров (липидов) и углеводов,— это К. с., повсеместно встречающиеся в живых клетках и регулирующие обмен разл. веществами между клеткой и внеш. средой (клеточная, или плазматич. мембрана) либо между разл. частями клетки (внутр. мембраны).

Общая структура. Основу мембран образует двойной слой липидов (доля к-рых составляет ок. 50% мембраны по массе), в этот слой встроены белковые молекулы, придающие специфич. свойства разл. участкам мембран и тем самым позволяющие последним принимать участие в разнообразных метаболич. процессах. Молекулы липидов упакованы в слой так, что гидрофобные («жирные») части этих молекул отделены от воды, в то время как гидрофильные части («полярные головки») погружены в неё (рис. 1). Двойной слой липидов обычно образует своеобразную двумерную жидкость с вязкостью, близкой к вязкости жидкого масла, поэтому молекулы липидов и белков легко перемещаются в плоскости слоя (латеральная диффузия). При нек-рых условиях (напр., при понижении темп-ры) в мембранах могут происходить фазовые переходы, сопровождающиеся изменением ориентации полярных головок и (или) затвердеванием углеводородных хвостов липидов, что приводит к изменению функциональных свойств мембраны.

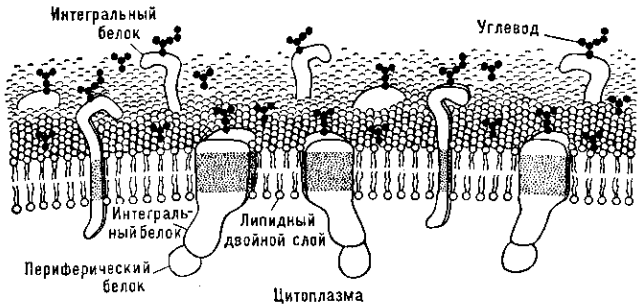


Рис. 1. Общая схема строения плазматической мембраны. Периферические белки почти всегда расположены на внутренней (цитоплазматической) поверхности мембраны, а углеводы — на внешней.

В зависимости от расположения на поверхности белковых субъединиц гидрофильных и гидрофобных участков, т. е. в зависимости от третичной структуры белка, к-рая определяется его первичной структурой (последовательностью аминокислот в цепи молекулы, заданной генетически), а также его вторичной структурой (пространств. расположением звеньев цепи, чаще всего спиралью или листом; см. *Полимеры биологические*), взаимодействие белков с липидным слоем носит. разл. характер. В случае т. н. интегральных белков белковая молекула (имеющая топологию шара или тора), по экватору к-рой проходит полоска жирных аминокислот, встраивается в мембрану, пронизывая (иногда насквозь) липидный слой. При этом участки белка, поверхность к-рых гидрофобна, оказываются внутри мембраны, а участки с гидрофильной поверхностью выступают в окружающую жидкость или цитоплазму клетки (рис. 1). Периферические белки не встроены в двойной слой, а связаны с теми или иными интегральными белками, взаимодействуя с ними либо путём образования плотного контакта между соотв. гидрофобными поверхностями этих молекул, либо через водную прослойку, если взаимодействуют гидрофильные поверхности.

Фотосинтезирующие и фоторецепторные мембраны. Энергия, поступающая в клетку в разл. формах, преобразуется в энергию фосфатных связей АТФ на спец. мембранах, энергия, выделяющаяся при окислении разл. органич. веществ,— на внутр. мембранах митохондрий и т. д.

Простейшей фотосинтезирующей системой является т. н. пурпурная мембрана солелюбивых бактерий, в к-рой мембранный белок (бактериородопсин) функционирует как протонная помпа. В пурпурной мембране цепочка белка бактериородопсина (молекула к-рого состоит из 248 аминокислотных остатков) свивается в спираль, к-рая затем сгибается в 6 точках так, что получающиеся 7 стержней-спиралей примерно равной длины выстраиваются параллельно, и эта стопка располагается в пурпурной мембране, причём оси спиралей оказываются перпендикулярными плоскости мембраны (рис. 2). Отд. молекулы (стопки спиралей) собираются затем по три, образуя два концентрич. цилиндра из 9 и 12 стержней. Эти двойные цилиндры в пурпурной мембране плотно упакованы в двумерной гексагональной решётке, образуя кристаллич. «бляшки». Промежутки между отд. молекулами бактериородопсина заполнены молекулами липидов (одна «бляшка» содержит $\sim 10^4$ молекул белка и $\sim 10^5$ молекул липидов). На поверхно-

сти внутр. цилиндрич. канала в молекуле бактериородопсина имеются гидрофильные аминокислоты. Внутри канала — вода, связанная с гидрофильными аминокислотами водородными связями. В водном канале молекулы бактериородопсина осуществляется первая стадия процесса фотосинтеза в пурпурной мембране — превращение энергии света, поглощённого светочувствит. группой бактериородопсина — ретиналем, в энергию переноса протона с внутренней поверхности мембраны (из цитоплазмы) во внешнюю среду.

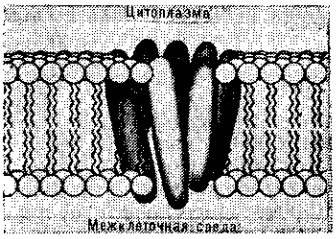
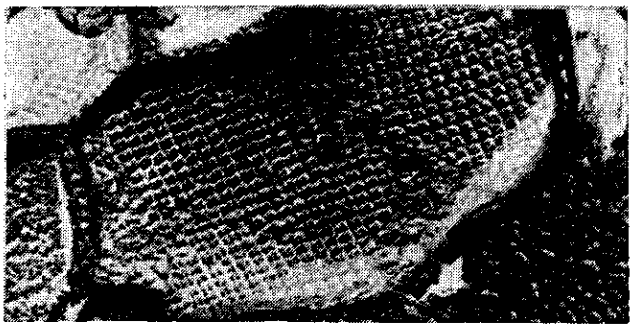
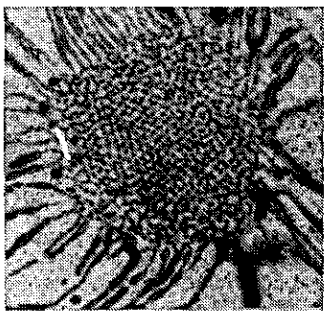


Рис. 2. Изображение структуры белка бактериородопсина, встроенного в липидный слой.

Фотосинтезирующая система зелёных растений (а также нек-рых бактерий и водорослей) образована белково-липидными мембранами, с к-рыми связаны молекулы пигмента — хлорофилла (в клетках растений и бактерий встречаются разл. разновидности этого пигмента). Как и молекулы липидов, хлорофилл имеет «полярную» головку (порфириновое кольцо, в состав к-рого входит Mg^{2+}) и «жирный хвост» (углеводородная цепь). В фотосинтезирующей мембране гидрофобные хвосты хлорофилла погружены в липидный слой, а


Рис. 3. Регулярная укладка частиц на внутренней поверхности мембраны.

полярные головки образуют монослой на поверхности мембраны. Молекулы хлорофилла и мембранных белков образуют комплексы, к-рые упаковываются в мембранах в регулярную двумерную решётку (рис. 3). В свою очередь, мембраны уложены в слоистую структуру (аналогичную структуре лиотропных жидких кристаллов), образуя т. н. **граны**. В процессе развития слоистая структура гран возникает из скопления мембранных трубочек, аналогичного гексагональной фазе лиотропного жидкого кристалла (рис. 4). В мембранах гран расположены белковые комплексы, осуществляющие последовательность хим. реакций, в результате к-рых энергия света, поглощённого молекулами хлорофилла, преобразуется в химическую энергию АТФ (см. *Фотосинтез*).


Рис. 4. Электронная микрофотография слоистой структуры во время формирования фотосинтезирующей мембраны, ×4000.

Специальной мембранной структурой, улавливающей, как и хлоропласт, энергию света, являются **фоторецепторы**. У позвоночных фоторецепторная система (сетчатка глаза) образована слоем светочувствит. клеток (палочек и колбочек), соединённых с нервными клетками (см. *Зрение*). Палочки, необходимые для зрения в условиях слабой освещённости, дают чёрно-белую картину, а менее чувствит. колбочки обеспечивают цветовое зрение (имеется три типа колбочек, чувствительных в разл. спектральных интервалах). Схема строения палочки изображена на рис. 5. Наружный членик окружён клеточной мембраной, внутри к-рой расположено ок. 500 параллельных дисков (их диаметр ~2 мкм, период структуры ~32 нм), каждый представляет собой двойную мембрану (уплощённый пузырек). Осн. белок этой мембраны — родопсин (зрительный пурпур), имеющий светочувствит. группы (хромофор) — ретиналь. Молекулы родопсина плотно упакованы в мембранах наружного членика. В отличие от процессов, протекающих в хлоропластах, поглощение света в мембранной структуре колбочек приводит не к синтезу АТФ, а к возбуждению *нервного импульса*. Структура колбочек обеспечивает высокую чувствительность фоторецепторной системы, способной реагировать на неск. квантов света.

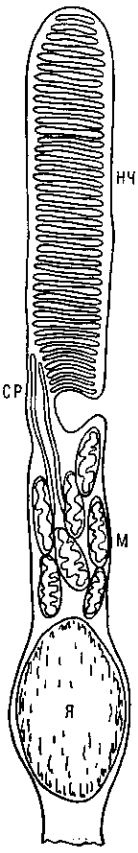


Рис. 5. Схема строения палочки сетчатки позвоночных: НЧ — наружный членик, СР — соединительная ресничка, М — митохондрии, Я — ядро.

Внутренняя мембрана митохондрий. Процесс синтеза АТФ, использующий хим. энергию, выделяющуюся при дыхании (т. е. окислении органич. соединений) клеток, осуществляется в митохондриях, многочисл. тельцах (размером ~1 мкм), находящихся в цитоплазме эукариотич. клеток (т. е. клеток, имеющих ядро и нек-рые др. органеллы). Митохондрия представляет собой мешок, образованный двумя белково-липидными мембранами (внеш. и внутр.), на внутр. мембране имеются многочисл. складки — **кристы** (рис. 6), с к-рыми связаны ферменты, осуществляющие процесс переноса электронов в реакции окисления. Белок цитохромоксидаза катализирует реакцию окисления цитохрома (в результате на мембране создаётся градиент концентраций протонов, энергия к-рого используется для синтеза АТФ). Молекула цитохромоксидазы образована семью белковыми цепями, различными по размеру и составу аминокислот. Погружённая в мембрану часть белка состоит из двух структурных доменов, соединённых с третьим, выступающим в межмембранное пространство митохондрии, где фермент взаимодействует с цитохромом. Отделённая от др. белков, цитохромоксидаза в окисленном состоянии


Рис. 6. Электронная микрофотография митохондрии. Видны выросты на внутренней мембране — кристы.

образует высокоупорядоч. структуры, к-рые разрушаются при восстановлении этого фермента.

Транспорт ионов и молекул. Определенный хим. состав цитоплазмы каждой клетки (неравновесный по отношению к внеш. среде) поддерживается регулированием транспорта разл. веществ через мембраны, к-рый осуществляется через систему расположенных в мембранах каналов (пассивный транспорт), молекул-переносчиков (облегченная диффузия) и насосов (активный транспорт), а также метаболич. процессами и специфич. процессами переноса крупных частиц сквозь мембраны (т. н. процессы эндо- и экзоцитоза).

Каналы образованы интегральными белками, пронизывающими мембрану насквозь и имеющими форму тора; канал по отношению к прохождению молекул может находиться в двух состояниях, открытом и закрытом. Избирательность канала к разл. молекулам или ионам определяется его формой и размерами, а также эл.-статич. свойствами выстилающих его поверхность аминокислот. На рис. 7 изображена трёхмерная структура мембранного белка (коннексона). Возможно образование двумерной кристаллич. структуры коннексонов в области контакта мембран двух клеток (рис. 8). Белок состоит из 6 одинаковых субъединиц, расположенных таким образом, что в центре образуется канал (диаметром ~2 нм на внеш. стороне мембраны и сужающийся внутри). Часть молекулы этого белка выступает из мембраны в межклеточное пространство, где она способна связываться с коннексоном соседней клетки (образуя непрерывный канал, соединяющий внутр. пространство двух клеток). Отд. субъединицы коннексона смыкаются, подобно лепесткам диафрагмы фотоаппарата, при добавлении ионов Ca^{2+}, закрывая просвет канала и уменьшая его пропускную способность. Состояние нек-рых каналов зависит также от величины разности потенциалов на мембране и наличия спец. хим. веществ (медиаторов).

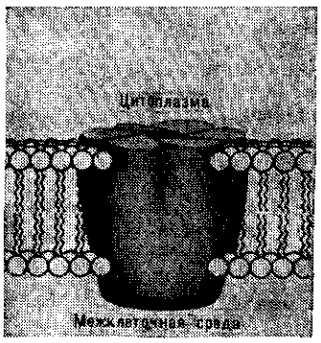


Рис. 7. Схема строения клеточной мембраны со встроенными белками (коннексонами).

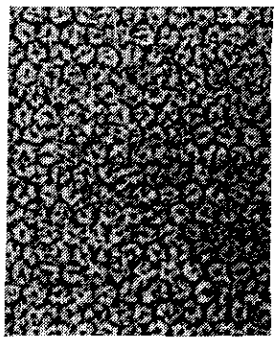


Рис. 8. Электронная микрофотография кристаллической «бляшки», образованной белками (коннексонами) в липидном слое.

Перенос веществ через каналы происходит без затраты энергии и направлен в сторону уменьшения концентрации молекул. Этим же свойством обладает т. н. процесс облегчённой диффузии, когда молекула переносимого вещества связывается на одной стороне мембраны со спец. молекулой-переносчиком в единый комплекс, к-рый легко проходит через мембрану, а на другой её стороне распадается, отщепляя переносимую молекулу.

Системы активного транспорта могут осуществлять перенос веществ против градиента концентрации (затрачивая при этом энергию АТФ), обеспечивая в клетке оптимальную концентрацию ионов K^+ и др. ионов, играющих важную роль в функционировании др. К. с., откачивая ионы Na^+, поддерживая пост. осмотич. давление и т. д. Активный транспорт осуществляется специфич. мембранными белками за счёт изменения третичной структуры при подведении к ним хим. энергии (молекулы АТФ) или при поглощении кванта света. Самой распространённой системой активного транспорта ионов является т. н. K^+/Na^+-активируемая АТФ-аза, откачивающая ионы Na^+ и одновременно обеспечивающая накопление ионов K^+ в клетке, при этом одна молекула АТФ обеспечивает вывод трёх ионов Na^+ из клетки и одноврем. ввод двух ионов K^+. Большинство клеток содержит, кроме того, насос др. типа, откачивающий ионы Na^+ из клетки и обеспечивающий движущую силу для активного переноса сахаров и аминокислот в клетку.

Мн. клетки выкачивают из цитоплазмы ионы Ca^{2+}, расходуя при этом энергию АТФ. Активный транспорт Ca^{2+} осуществляется с помощью системы белковых субъединиц, включающей регулируемый кальциевый канал, а также специфич. белок, изменяющий свою конформацию (трёхмерную структуру) при связывании с ним иона Ca^{2+}. Бактерии, используя энергию метаболизма, создают в цитоплазме пониж. концентрацию протонов при помощи спец. протонного насоса; при этом регулируется осмотич. давление внутри клетки, а также поглощаются др. ионы, напр. K^+.

Аксоны нервных клеток, имеющие развитую поверхность клеточной мембраны, окружены многослойной липидной мембраной (миелиновой оболочкой), находящейся в жидкокристаллич. состоянии (рис. 9). Такая оболочка уменьшает пассивный выход натрия через плазматич. мембрану аксона, уменьшая тем самым затраты на метаболизм нервной клетки и, в конечном итоге, увеличивая скорость распространения нервного импульса.



Рис. 9. Электронная микрофотография поперечного среза нервного волокна, покрытого миелиновой оболочкой.

Транспорт крупных частиц. Синапс. Мн. клетки поглощают крупные частицы, вещество к-рых используется в качестве строительного материала и источника энергии, при помощи процессов эндоцитоза, включающих пиноцитоз (поглощение жидких капель) и фагоцитоз (поглощение плотных частиц). При пиноцитозе клеточная мембрана, соприкоснувшись с частицей, деформируется, образуя канал. Этот

канал заполняется жидкостью из внеш. среды, а затем отделяется и продвигается внутрь цитоплазмы, где через нек-рое время мембрана растворяется и содержимое канала высвобождается. При фагоцитозе частицу окружает вырост клеточной мембраны, к-рый затем втягивается внутрь клетки. Образование и отделение каналов при эндоцитозе требует затраты энергии клеткой.

Жгутиковые нити бактерий обладают свойством самосборки. Диаметр нитей ~13,5 нм, длина ~неск. мкм. Нити состоят из белка флагеллина, расположенного так, что филамент принимает форму спирали, в к-рой



клетки, во внутриклеточном транспорте веществ, в секреции клеточных продуктов (процессах экзоцитоза), в движении хромосом клетки. Микротрубочки могут быть рассеяны в цитоплазме или собраны в организов. структуры.

Реснички и жгутики эукариот устроены след. образом: центр. пару микротрубочек окружает кольцо из

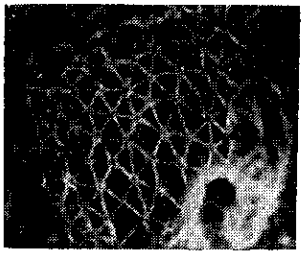


Рис. 12. Изображение трёхмерной сети актиновых нитей в клетке, полученное с помощью флуоресцирующих антител, специфично связывающихся с белком тропомиозином.

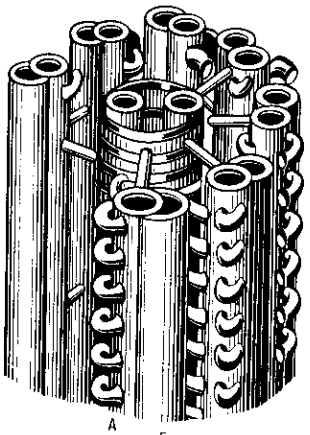


Рис. 13. Схематическое изображение аксонемы жгутика.

микротрубочек, обычно парных. Микротрубочки связаны между собой поперечными мостиками; вся конструкция наз. аксонемой (рис. 13). Стенка каждой из центр. микротрубочек образована 13 продольными рядами (протофибриллами) белковых субъединиц. В каждом из девяти дублетов микротрубочек, окружающих центр. пару, одна (*А*) имеет полностью замкнутую стенку, состоящую из 13 протофибрилл, а вторая (*Б*) имеет серповидную форму (состоит из 10 протофибрилл) и примыкает к первой. Каждая микротрубочка *А* соединена с микротрубочкой *Б* соседнего дублета. От обращённой внутрь поверхности микротрубочки *А* отходит по направлению к центру белковый выступ — «радиальная спица», кроме того, каждая микротрубочка *А* имеет боковые «ручки» длиной ~14 нм. Все эти выступы расположены с определ. периодичностью и играют важную роль в генерации движения. Спец. структура (базальное тельце), из к-рой исходит жгутик, находится в цитоплазме клетки и действует как организатор ассоциации микротрубочек. Самосборка микротрубочек имеет неск. стадий: сборка колец и фрагментов спиралей из тубулина, формирование ленточных структур, свёртывание листовых структур в микротрубочки.

Микротрубочки могут генерировать движение с помощью двух разл. механизмов: за счёт активного скольжения (подобного аналогичному процессу в мышечном волокне; см. ниже) или же путём изменения своей длины вследствие полимеризации или деполимеризации микротрубочек. К последнему типу относится движение хромосом.

Микрофиламенты эукариотич. клеток представляют собой длинные нитевидные структуры толщиной 5—7 нм, находящиеся в цитоплазме, и состоят гл. обр. из актина. Обычно из микрофиламентов образуются подвижные пучки или тонкие сетчатые структуры, форма и локализация к-рых в цитоплазме зависят от жизненного цикла клетки, её движения и др., а в нек-рых структурах, напр. в мышечных волокнах,— упорядоченные и стабильные структуры. Когда клетки находятся в состоянии покоя и прикреплены к стенкам сосуда, в к-ром живут, в цитоплазме имеются длинные пучки микрофиламентов, располагающиеся под мембраной (стрессовые волокна).

Нек-рые жгутиковые передвигаются с помощью спец. структуры, т. н. сократимого аксостиля, способного совершать волнообразные движения. Сократимый аксостиль — ленточная структура, проходящая от одного конца клетки до другого через всю цитоплазму. Каждый лист аксостиля построен из множества микротрубочек, число листов варьирует от 2—3 до 20—30, листы в аксостиле находятся на расстоянии ~30 нм друг от друга, а расстояние между соседними микротрубочками одного листа ~40 нм. Белковые мостики, расположенные в определ. порядке вдоль микротрубочек, соединяют их между собой в пределах каждого листа. Такая структура обладает подвижностью, т. к. построенные из микротрубочек листы могут скользить относительно друг друга.



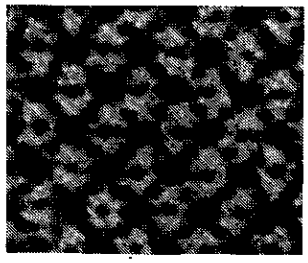


Рис. 14. Электронная микрофотография продольного (сверху) и поперечного (внизу) срезов скелетной мышцы.

Мышечное волокно. Мышца представляет собой высокоупорядоченную структуру, состоящую из мышечных волокон (миофибрилл), к-рые образованы тонкими и толстыми нитями диаметром 3 и 10 нм соответственно, упакованными в гексагональную решётку (рис. 14). Тонкие нити образованы белком актином, а толстые — миозином. Одним своим концом актиновые нити прикреплены к т. н. *Z*-пластинкам, участок мышцы между двумя *Z*-пластинками наз. саркомером. Микроскопически структура миофибриллы напоминает гексагональную фазу лиотропного жидкого кристалла, в к-рой роль цилиндрич. мицелл играют актиновые и миозиновые нити. Период кристаллич. структуры в поперечном срезе мышцы определяется дальнодействующими ван-дер-ваальсовыми и эл.-статич. силами; при увеличении концентрации ионов в пространстве между нитями (при пост. длине саркомера) период гексагональной решётки уменьшается. В естеств. условиях сокращение мышцы инициируется нервным импульсом, в ответ на к-рый нити актина и миозина скользят относительно друг друга, при этом их перекрытие увеличивается, а длина саркомера уменьшается. Активное скольжение нитей в мышечном волокне осуществляется с помощью т. н. головки молекулы миозина (рис. 15), к-рая может находиться в двух конформац. состояниях. Связав молекулу АТФ, миозиновая головка переходит в активированное состояние и прикрепляется к одной из актиновых субъединиц ближайшего микрофиламента, что, в свою очередь, вызывает гидролиз АТФ. За счёт выделившейся при этом энергии головка переходит в новое конформац. состояние и немного перемещает актиновый микрофиламент, к к-рому головка прикреплена. Связывание комплекса миозин-АТФ с актином возможно только в присутствии ионов Ca^{2+}, к-рые высвобождаются при деполяризации мембраны, вызванной приходом нервного импульса.

Сборка актиновых и миозиновых нитей может происходить из белковых субъединиц и вне живой клетки. В растворе актин и миозин могут соединяться в комплекс — актомиозин, образующий гель. При добавлении в систему АТФ этот гель способен сокращаться и совершать работу аналогично живой мышце. По-видимому, этот процесс важен при движении микроорганизмов: периодическое набухание и осушение актомиозинового геля вызывает движение цитоплазмы клетки и её перемещение как целого (по подложке).

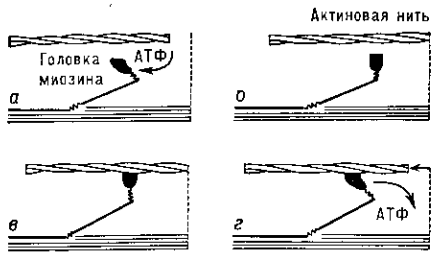


Рис. 15. Схематическое изображение одного цикла взаимного проскальзывания актиновых и миозиновых нитей. Присоединение молекулы АТФ к головке миозина (*а*) вызывает изменение её конформации (*б*) и присоединение к актиновой нити (*в*). Гидролиз АТФ и её отсоединение от головки приводят к смещению актиновой нити (*г*) и восстановлению первоначальной конформации головки миозина.

Митотическое веретено — спец. К. с., участвующая в процессе деления (митоза) клетки. Веретено возникает на определ. стадии клеточного цикла (рис. 16) и состоит из пучков волокон, образованных микротрубочками и микрофиламентами. Волокна соединены с двумя тельцами — центриолями (аналогичными базальным тельцам жгутиков микроорганизмов). Х р о м о с о м ы, в к-рых хранится два экземпляра генетич. информации клетки (в двух сестринских хроматидах), прикрепляются к нитям веретена, а затем сестринские хроматиды расходятся к противоположным полюсам. На последней стадии в области соединения дочерних клеток возникает кольцо, образованное нитями актина и миозина, обеспечивающее разделение клеток.

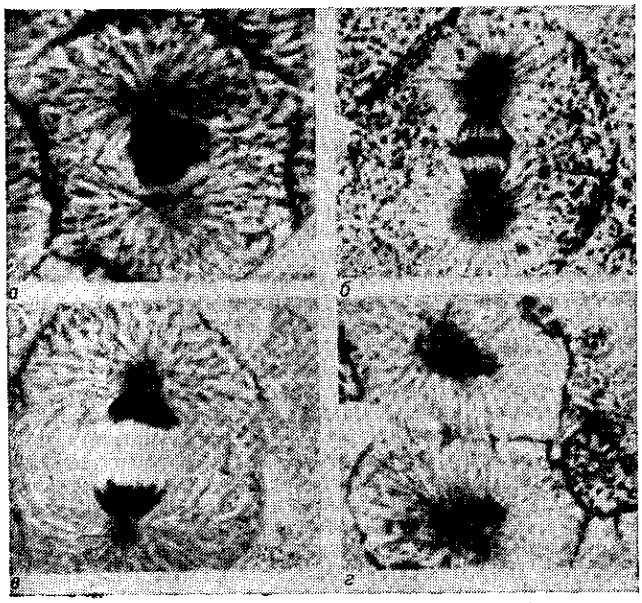


Рис. 16. Стадии деления зародыша сига: *а* — профаза (видно начало образования веретена); *б* — метафаза; *в* — анафаза; *г* — телефаза (кольцо разделяет клетку на две новые дочерние клетки).

3. Структура хромосом. Вирусы.

Плотноупакованные хромосомы представляют собой К. с., образованную белками (в т. ч. пятью белками, наз. гистонами, содержащими от 50 до 200 аминокислот), и молекулой дезоксирибонуклеиновой кислоты (ДНК, см. *Полимеры биологические*), в к-рой в виде последовательности нуклеотидов записана генетич. информация организма. Гистоны, поверхность к-рых заряжена положительно, взаимодействуя с ДНК, образуют комплексы (ядра нуклеосом). В ядре нуклеосомы участок молекулы ДНК длиной ~200 нуклеотидных пар намотан в виде спирали на белковую частицу, образованную гистонами. Ядра, в свою очередь, укладываются в сверхспиральную структуру, а отд. сверхспирали образуют трёхмерный кристалл с периодом решётки ~10 нм (рис. 17).

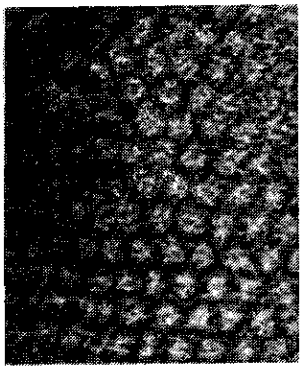


Рис. 17. Электронная микрофотография кристаллической структуры, образованной ядрами нуклеосом, сверхспирали которых упакованы в гексагональную решётку.

Хранение генетической информации в и р у с о в (не имеющих собств. метаболич. аппарата для воспроизведения своей структуры, а использующих для этих целей структуры клеток, к-рые данный вирус инфицирует) обеспечивается определ. структурой оболочки этих организмов. На рис. 18 приведено схематич. изображение т. н. вируса табачной мозаики (ВТМ). Частица ВТМ состоит из 2130 одинаковых молекул белка (длиной 158 аминокислот). Последовательная агрегация этих удлинённых белковых молекул с помощью

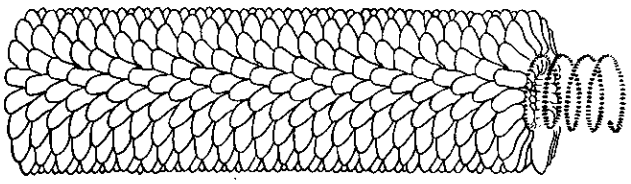


Рис. 18. Схематическое изображение структуры ВТМ.

гидрофобных связей между субъединицами приводит к образованию спирали, в центре к-рой находится цилиндрич. полость диаметром ~2 нм. Структура белковых субъединиц такова, что при их сборке образуется спиральный желобок, закрученный вокруг длинной оси стержня. В этом желобке укладывается одна одноцепочечная молекула рибонуклеиновой кислоты (РНК, в к-рой хранится генетич. информация вируса) длиной ~6400 нуклеотидов (рис. 19). Частица ВТМ имеет длину 300 нм, диаметр ~18 нм.

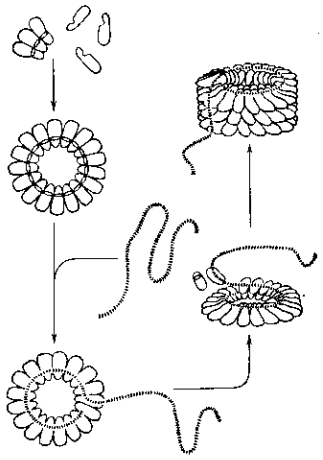


Рис. 19. Схема сборки частицы ВТМ из изолированных субъединиц белка оболочки и молекулы РНК вируса.

Вещество вирусов синтезируется с помощью метаболич. аппарата клетки-хозяина; частицы вируса собираются в цитоплазме клетки, иногда образуя упорядоченные структуры (рис. 20; см. *Биологический кристалл*).

Синтез белков в клетке (в процессе к-рого используется генетич. информация, записанная в виде последовательности нуклеотидных пар в ДНК) осуществляется в спец. комплексах — р и б о с о м а х, имеющих размер ~25 нм. Рибосома состоит из двух субъединиц

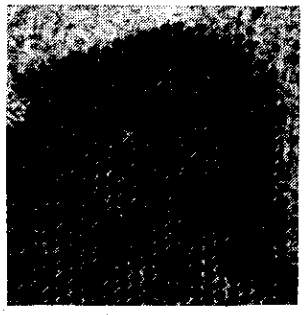


Рис. 20. Электронная микрофотография частиц вируса полиомиелита, плотно упакованных в цитоплазме клетки в кристаллическую структуру, ×200 000.

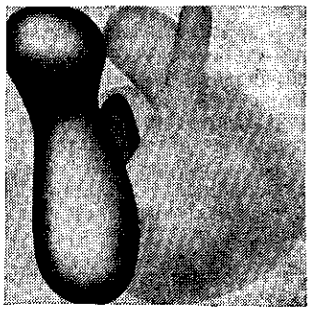


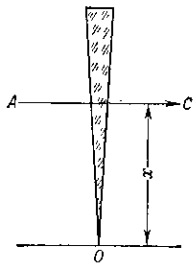
Рис. 21. Схематическое изображение рибосомы.

(рис. 21), к-рые образованы молекулами РНК (меньшая из двух субъединиц содержит одну молекулу РНК, а большая — две), и белков (субъединицы содержат по нескольку десятков белковых молекул).

Лит.: Молекулы и клетки. Сб. ст., пер. с англ., в. 1—7, М., 1966—82; П о г л а з о в Б. Ф., Сборка биологических структур, М., 1970; С в е н с о н К., У э б с т е р П., Клетка, пер. с англ., М., 1980; Б р а у н Г., У о л к е н Д ж., Жидкие кристаллы и биологические структуры, пер. с англ., М., 1982; К а п п у ч ч и н е л л и П., Подвижность живых клеток, пер. с англ., М., 1982.

А. А. Веденов, Е. Б. Левченко.

КЛИН ФОТОМЕТРИ́ЧЕСКИЙ — устройство для ослабления *светового потока*, применяемое в *фотометрии*. Представляет собой клин из ахроматич. (имеющего нейтрально-серый цвет) вещества, коэф. поглощения к-рого не зависит от длины световой волны (спец. стекло, желатиновая плёнка, содержащая коллоидные графит или серебро, и др.). Степень ослабления светового потока к.-л. участком К. ф. определяется его *оптической плотностью* $D=\lg(\Phi_0/\Phi)$, где Φ_0/Φ — отношение падающего на клин и прошедшего через него световых потоков. Оптич. плотность может изменяться вдоль клина либо непрерывно, увеличиваясь пропорционально его толщине l (н е п р е р ы в н ы й К. ф.), либо ступенями на определённую величину (с т у п е н ч а т ы й К. ф.). К. ф. характеризуют константой k, к-рая у непрерывного клина равна разности оптич. плотностей любых его точек, отстоящих друг от друга на единицу длины, а у ступенчатого — разности оптич. плотностей двух соседних полей. Линейная зависимость l и D от расстояния x между началом клина O и рассматриваемым участком AC (рис.) позволяет наносить на К. ф. равномерную шкалу, градуируемую по константе k.



Перемещением клина, фиксируемым по шкале, можно менять его коэф. пропускания $\tau=\Phi/\Phi_0=(1-\rho)^2\times\times10^{kx}$, где ρ — коэф. отражения от каждой поверхности клина.

КЛИСТРО́Н (от греч. klýzō — ударяю и *...трон*) — эл.-вакуумный прибор, служащий для усиления и генерации эл.-магн. СВЧ колебаний. Характеризуется локализацией взаимодействия электронов с электрич. СВЧ-полем (в узких зазорах резонаторов) и длительным группированием электронного пучка в сгустки в пространстве, где нет ВЧ-поля (дрейфовое пространство). Такой способ группирования отличает К. от др. приборов того же назначения, таких, напр., как *лампа бегущей волны* или *лампа обратной волны*.

К. используются как генераторы и усилители СВЧ-мощности, а также как умножители частоты. Метод клистронного группирования находит применение и в др. областях техники, в частности в *ускорителях заряженных частиц*. В зависимости от наличия пост. электрич. поля в дрейфовом пространстве различают отражательные и пролётные К. Последние могут быть двух- и многорезонаторными.

Пролётные К. Схема пролётного трёхрезонаторного К. для усиления СВЧ-мощности представлена на рис. 1. Электроны, эмитируемые катодом К, ускоряются постоянным анодным напряжением U_a, приложенным

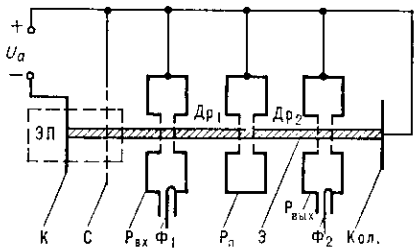
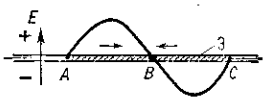


Рис. 1. Схема пролётного трёхрезонаторного клистрона.

между катодом и ускоряющим электродом — сеткой С, и формируются в узкий пучок Э с почти однородной вдоль направления движения плотностью заряда и энергией частиц. Вылетев из электронной пушки ЭП, пучок попадает в зазор входного резонатора $Р_{вх}$, в к-ром усиливаемый сигнал, подводимый по фидеру $Ф_1$, возбуждает ВЧ-напряжение. Пройдя зазор, пучок оказывается промодулированным по скорости (рис. 2): электроны, прошедшие зазор в момент изменения поля E от тормозящего к ускоряющему (точка B), скорости не меняют, прошедшие раньше (участок BC) — умень-

Рис. 2. Механизм группирования электронов в клистроне; Э — электронный пучок; B — центр группирования.



шают скорость, прошедшие позже (участок AB) — увеличивают. В свободном от электрич. ВЧ-поля дрейфовом пространстве $Др_1$, куда пучок попадает, выйдя из резонатора $Р_{вх}$, скоростная модуляция преобразуется в модуляцию плотности. Электроны пучка группируются вокруг частиц, соответствующих точке B: задние частицы догоняют их, имея бóльшую скорость, а передние приближаются к ним, т. к. скорость их меньше. Группирование пучка нарастает по мере удаления от зазора резонатора $Р_{вх}$ и достигает максимума на нек-ром расстоянии, тем большем, чем меньше амплитуда усиливаемого сигнала. В каждом сечении ток пучка — периодич. ф-ция времени с частотой первичного ВЧ-поля. Для повышения доли первой гармоники в токе пучка используется пассивный резонатор $Р_п$. При высокой добротности этого резонатора даже плохо сгруппированный пучок возбуждает в нём сильное электрич. поле, к-рое в свою очередь воздействует на электронный поток, приводя к дополнит. группированию во втором дрейфовом промежутке $Др_2$. Пассивный резонатор (их может быть несколько) вместе с входным резонатором $Р_{вх}$ и дрейфовыми промежутками составляют т. н. г р у п п и р о в а т е л ь К. Зазор выходного резонатора $Р_{вых}$ располагается в месте, где группирование пучка максимально. Проходя через $Р_{вых}$, пучок возбуждает в нём эл.-магн. поле, частота к-рого совпадёт с частотой следования сгустков, а амплитуда определяется настройкой резонатора и уровнем связи его с фидером $Ф_2$. Большая часть электронов, расположенная вблизи центра группирования, тормо-

зится возбуждённым полем и отдаёт ему часть своей энергии, к-рая отводится фидером $Ф_2$ в согласованную нагрузку. Подбором уровня связи с фидером $Ф_2$ и настройкой резонатора $Р_{вых}$ можно довести величину отводимой ВЧ-мощности до максимально возможной, определяемой степенью группировки пучка и энергией его частиц на выходе из пушки. Неиспользованная энергия электронов пучка выделяется в виде тепла на коллекторе (Кол.). Т. о., в К. часть кинетич. энергии электронов пучка трансформируется в энергию ВЧ-поля, отводимую в нагрузку.

Характеристики пролётного К. Выходная мощность К.-усилителя ограничена мощностью пучка, равной произведению тока пучка I на ускоряющее напряжение U_a пушки. Увеличению U_a препятствуют и трудности группирования электронов. Они становятся особенно значительными при тех энергиях электронов, когда начинают сказываться релятивистские эффекты, т. к. при этом быстро растёт необходимая длина дрейфового промежутка. Ограничения на ток I связаны с влиянием пространств. заряда: продольное расплывание сгустков из-за кулоновских сил затрудняет группирование электронов, рост поперечных сил расталкивания электронов приводит к необходимости использования сильного продольного магн. поля для фокусировки. В самых мощных К. U_a=300 кВ, I=300 А. При работе в импульсном режиме мощность на выходе К. достигает десятков МВт, а в непрерывном режиме не превышает сотен кВт, что связано с трудностью отвода тепла с коллектора.

Электронный кпд К. равен отношению ВЧ-мощности, отводимой в нагрузку, к мощности, отбираемой пучком у источника пост. напряжения. При правильной настройке выходного резонатора он определяется качеством группирования пучка в плоскости его зазора. Количеств. характеристикой степени группирования служит отношение амплитуды первой (рабочей) гармоники тока I_1 (в его разложении в ряд Фурье) к ср. току пучка I. При идеальном группировании в точечные сгустки это отношение для всех гармоник равно 2. Теоретич. анализ движения электронов в группирователе показывает, что в идеальном случае для двухрезонаторного К. относит. амплитуда первой гармоники I_1=1,16, для трёхрезонаторного I_1=1,48 и т. д. Т. к. амплитуды гармоник с ростом их номера спадают медленно, то возможна эфф. работа К. в качестве умножителя частоты. Если разброс электронов по энергиям в сгустках, определяемый отношением ВЧ-напряжения в зазорах резонаторов группирователя к ускоряющему напряжению пушки, невелик (в реальных конструкциях К. это всегда имеет место), то электронный кпд можно считать равным $^1/_2$ относит. амплитуды гармоники тока. Для двухрезонаторного К. электронный кпд может достигать 58%, для трёхрезонаторного — 74%, однако за счёт неизбежных дополнит. потерь полный кпд мощных многорезонаторных К. обычно $\sim$ 40%.

Коэф. усиления К. равен отношению мощности, отводимой в нагрузку, к мощности сигнала, поступающего во входной резонатор. Он достигает 60 дБ (10^6 раз). Это обусловлено почти полным отсутствием во входном резонаторе затрат мощности сигнала на модуляцию электронов по скорости: однородно заряженный пучок половину периода потребляет мощность, а половину периода отдаёт её полю. Поэтому достаточно высокий уровень напряжения на зазоре, требуемый для эфф. модуляции, может быть получен и при малой мощности входного сигнала за счёт высокой добротности резонатора, настройки в резонанс и подбора уровня связи с входным фидером, обеспечивающим отсутствие отражения мощности.

К. являются узкополосными приборами, что обусловлено высокой добротностью резонаторов группирователя. При необходимости расширения рабочей полосы частот промежуточные резонаторы расстраиваются в обе стороны от оси. частоты в ущерб коэф. усиления и кпд. Тем не менее полоса усиливаемых частот К. обычно не превышает долей % от рабочей частоты, и это является осн. недостатком К. Многорезонаторные К.-усилители работают в диапазоне дециметровых и сантиметровых волн и находят широкое применение в выходных каскадах радиолокаторов, телевизионных передатчиков, системах дальней связи, питания линейных ускорителей.

Отражательный К. Иногда в двухрезонаторных пролётных К. часть мощности из выходного резонатора подаётся с соответствующим сдвигом фазы во входной, тогда К. работает как автогенератор. Для этой цели, однако, чаще применяется отражательный К. (рис. 3).

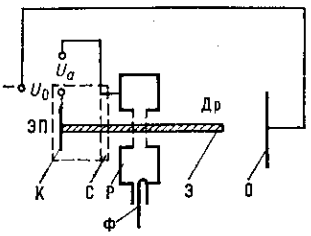


Рис. 3. Схема отражательного клистрона: ЭП — электронная пушка; К — катод; С — ускоряющий электрод (сетка); Р — резонатор; О — отражатель; Ф — фидер; Э — электронный пучок.

Электроны, эмитируемые с катода К, ускоряются пост. напряжением u_a, приложенным между катодом и сеткой С, и попадают в зазор резонатора Р, где под действием ВЧ-напряжения приобретают модуляцию по скорости. Дальнейшее движение электронов в дрейфовом пространстве, простирающемся до отражателя О, на к-рый подаётся отрицательный относительно катода потенциал u_0, происходит в пост. тормозящем поле. При уменьшении скорости электронов до 0 они начинают двигаться обратно в сторону резонатора, группируясь в сгустки. В отличие от пролётного К., группирование здесь происходит вокруг частиц, к-рые прошли зазор резонатора при нулевом поле в момент перехода его с ускоряющего в тормозящее. Электроны, пролетевшие зазор раньше этих частиц, испытали ускорение. Имея большую нач. скорость, они проходят в дрейфовом пространстве Др больший путь до остановки и обратный путь к резонатору совершают дольше. Электроны, вылетевшие из зазора позже, испытывают торможение, скорость их меньше, они проходят в дрейфовом пространстве меньший путь и тратят на это меньшее время. Если образовавшиеся сгустки электронов пролетают зазор в обратном направлении при тормозящем ВЧ-поле, то пучок в среднем будет отдавать часть своей энергии полю, к-рая и отводится в нагрузку по фидеру Ф.

Поле в резонаторе выполняет одновременно неск. ф-ций: модулирует влетающий со стороны катода пучок электронов по скорости (не затрачивая на это энергии), тормозит осн. массу частиц сгруппированного пучка, возвращающегося от отражателя (отбирая энергию пучка), возбуждает с помощью петли связи волну в передающей линии (отводя ВЧ-мощность в нагрузку). Для выполнения фазовых соотношений, обеспечивающих генерацию, время пребывания центр. частиц сгустков в дрейфовом пространстве должно составлять $^3/_4\ T+pT$, где p=0, 1, 2, . . ., а T — период колебаний. Это достигается подбором потенциала отражателя, разного для каждого p. Условие генерации при данном p выполняется в нек-ром интервале напряжений u_0, а каждому u_0 соответствует своя частота генерации. Возможность такой электронной перестройки частоты, не требующей затраты энергии (электроны не попадают на отражатель), нашла применение на практике.

Поскольку резонатор выполняет неск. противоречивых ф-ций, получить хорошее группирование пучка в отражат. К. не удаётся, кпд его мал, но это не так существенно, т. к. осн. применение отражат. К. на-

ходят в измерит. аппаратуре, гетеродина локац. приёмников и т. д., где их мощность колеблется от 0,01 до неск. Вт. Диапазон генерируемых частот 1—60 ГГц. Крутизна электронной настройки достигает 10 МГц/В.

Лит.: Хайков А. З., Клистронные усилители, М., 1974; Милованов О. С., Собенин Н. П., Техника сверхвысоких частот, М., 1980. *В. Н. Курдюмов.*

КЛИФФОРДА АЛГЕБРА (спинорная алгебра) — ассоциативная алгебра K_n с n образующими $k_1, \ldots, k_n$, т. е. совокупность линейных комбинаций из произведений k_i, причём выполняются соотношения:

$$k_ik_j+k_jk_i=\{k_i,\ k_j\}=0 \quad \text{при } i\neq j,\ \ k_i^2=1. \qquad (1)$$

К. а. названа по имени У. Клиффорда (W. Clifford), к-рый ввёл её в 1876.

К. а. K_3 содержит в виде подалгебры алгебру *кватернионов*; К. а. K_4 изоморфна алгебре четырёхрядных *Дирака матриц*. Алгебра K_n имеет конечную размерность 2^n и связана с представлением спинорной группы $Spin(n)$ — двулистной накрывающей ортогональной группы $SO(n)$. Представление группы $Spin(n)$ в алгебре K_n степени 2^ν, где $\nu=n/2$, наз. спинорным представлением. При $n=3$ получаем двумерное спинорное представление частицы со спином $^1/_2$.

В физике К. а. появились в работах П. Дирака (P. A. M. Dirac) в 1927. При выводе релятивистски инвариантного ур-ния для частиц с полуцелым спином (*Дирака уравнения*) возникает проблема извлечения квадратного корня из гамильтониана H. Если представить квадратичную форму $H=\sum \varkappa_i^2$ в виде квадрата линейной ф-ции $P(\varkappa)=\sum k_i\varkappa_i$, то коэф. k_i должны удовлетворять соотношениям (1), т. е. образовывать К. а.

К. а. тесно связана с *Грассмана алгеброй*. По каждой алгебре Грассмана можно построить К. а. с удвоенным числом образующих с помощью умножения на Грассмана образующую $\hat{x}_i$ и оператора дифференцирования $\partial/\partial\hat{x}_i$.

Рассматривают также обобщённые К. а. $\tilde{K}_n$, образующие к-рых $\tilde{k}_i$ удовлетворяют соотношениям:

$$\tilde{k}_i\tilde{k}_j+\tilde{k}_j\tilde{k}_i=f(\tilde{k}_i,\ \tilde{k}_j), \quad \tilde{k}_i^2=f(\tilde{k}_i,\ \tilde{k}_i), \qquad (1')$$

здесь f — произвольная квадратичная форма; напр., при $f=\delta_{ij}$ получается обычная К. а.

Лит.: Березин Ф. А., Метод вторичного квантования, 2 изд., М., 1986; Желобенко Д. П., Компактные группы Ли и их представления, М., 1970; Казанова Г., Векторная алгебра, пер. с франц., М., 1979.

М. И. Монастырский.

К-МЕЗО́НЫ (каоны) — семейство из двух электрически заряженных (K^+, K^-) и двух нейтральных (K^0, $\bar{K}^0$) мезонов (адронов) с массами ок. половины массы нуклона, обладающих нулевым спином, отрицательной *внутренней чётностью* и отличной от нуля *странностью*: у K^+ и K^0 странность $S=+1$, у K^- и $\bar{K}^0$ (являющихся *античастицами* K^+, K^0) $S=-1$. K^+ и K^0 объединяются в изотопич. дублет (см. *Изотопическая инвариантность*). Аналогичный дублет составляют $\bar{K}^0$, K^-. Согласно кварковой модели адронов, K^+ и K^0 состоят соответственно из *кварков* $(u\bar{s})$ и $(d\bar{s})$, а K^- и $\bar{K}^0$ — из $(\bar{u}s)$ и $(\bar{d}s)$. Нейтральные K^0- и $\bar{K}^0$-мезоны, различаясь значением странности, по-разному ведут себя в процессах сильного взаимодействия. Вместе с π-мезонами и η-мезоном К-м. входят в октет псевдоскалярных мезонов.

К-м. представляют собой нижнее по массе состояние с отличной от нуля странностью. Поэтому их распады происходят по слабому взаимодействию с изменением странности на 1, $|\Delta S|=1$, а времена жизни на 13—14 порядков превышают характерное время сильного взаимодействия (в связи с этим К-м. условно относят к стабильным частицам). Заряж. $K^\pm$-мезоны с массой $m\,(K^\pm)=493{,}669\ (15)$ МэВ имеют время жизни $\tau(K^\pm)=1{,}2371\,(26)\times10^{-8}$ с. Для нейтральных же К-м. в вакууме определёнными массами и временами жизни обладают нек-рые суперпозиции состояний K^0 и $\bar{K}^0$ — т. н. короткоживущий K_S^0- и долгоживущий K_L^0-мезоны (см. ниже). Разность масс K_L^0 и K_S^0 очень мала ($\Delta m_{LS}=m(K_L^0)-m(K_S^0)=3{,}521\,(14)\times\times10^{-12}$ МэВ) и известна со значительно лучшей точностью, чем сами массы K_L^0-, K_S^0-мезонов: $m(K_L^0)\approx\approx m(K_S^0)$, $m(K_L^0)=497{,}67\,(13)$ МэВ. Времена жизни K_S^0 и K_L^0 равны соответственно $\tau(K_S^0)=0{,}8923\,(22)\times\times10^{-10}$ с и $\tau(K_L^0)=5{,}183\,(40)\cdot10^{-8}$ с. Согласно *теореме CPT*, массы и времена жизни K^+- и K^--мезонов должны совпадать. Это экспериментально проверено с относит. точностью 10^{-4}—10^{-3}:

$$\frac{m(K^+)-m(K^-)}{m(K^+)}=-0{,}6\,(1{,}8)\cdot10^{-4};$$

$$\frac{\tau(K^+)-\tau(K^-)}{\tau(K^+)}=1{,}1\,(0{,}9)\cdot10^{-3}.$$

Верх. предел на разность масс K^0- и $\bar{K}^0$-мезонов установлен значительно точнее:

$$\frac{m(\bar{K}^0)-m(K^0)}{m(K^0)}<6\cdot10^{-19}.$$

Открытие К-м. и его значение для физики элементарных частиц. Впервые К-м. были обнаружены в *космических лучах*. Первое их наблюдение относится, по-видимому, к 1944 [Л. Лепринс-Ренге (L. Leprince-Ringuet) и М. Леритье (M. Lheritier)], а первое убедит. доказательство существования *странных частиц* (в т. ч. К-м.) получено в 1947, когда были обнаружены [Дж. Д. Рочестер (G. D. Rochester), К. Ч. Батлер (C. Ch. Butler)] т. н. «вилки», отвечающие распаду нейтральной частицы на две заряженные (напр., $K_S^0\to\pi^+\pi^-$ и $\Lambda\to\to p\pi^-$) и распаду заряж. частицы на заряженную и нейтральную ($K^+\to\pi^+\pi^0$). Последующие исследования (1949—54), проводимые физиками разл. стран в космич. лучах на больших высотах, позволили обнаружить разные моды распада К-м., а также приближённо измерить их массы и времена жизни. В частности, были открыты распады $K\to3\pi$ (к-рые назывались τ-распадами: $\tau^\pm\to\pi^\pm\pi^\pm\pi^\mp$), распады $K\to2\pi$ (их называли θ-распадами: $\theta^0\to\pi^+\pi^-$ и $\theta^\pm\to\pi^\pm\pi^0$), а также распады $K_{\mu2}$, $K^+\to\mu^+\nu$ и $K_{\mu3}$, $K^+\to\mu^+\nu\pi^0$. Однако эксперименты в космич. лучах не позволили решить вопрос, являются ли наблюдаемые распады разл. модами распада одной и той же заряж. (или нейтральной) частицы или представляют собой распады разных частиц с приблизительно одинаковыми массами. Существ. прогресс в изучении К-м. произошёл после того, как их стали получать на ускорителях высокой энергии (1954). Эксперименты на ускорителях подтвердили гипотезу ассоциативного рождения странных частиц (в т. ч. К-м. и *гиперонов*) и, т. о., доказали существование нового квантового числа — странности, сохраняющегося в процессах сильного взаимодействия. Уточнение масс и времён жизни, а также эксперим. доказательство того, что относит. вероятность θ- и τ-распадов не зависит от их энергии и вторичных взаимодействий, показали, что они являются разными модами распада одной частицы — К-м. Существование K_L^0-мезона [предсказанного М. Гелл-Маном (M. Gell-Mann) и А. Пайсом (A. Pais) в 1955] было экспериментально установлено в 1956 [К. Ланде (K. Lande), Ю. Т. Бут (E. Th. Booth), Дж. Импедулья (J. Impeduglia), Л. М. Ледерман (L. M. Lederman), У. Чиновский (W. Chinowsky)]. Эксперим. исследования К-м. привели к установлению важнейших закономерностей в физике элементарных частиц — открытию несохранения в слабом взаимодействии пространств. *чётности* и нарушения *CP-чётности* (последнее до сих пор экспериментально наблюдено только в распадах K_L^0). Отсутствие в распадах К-м. *нейтральных токов* с изменением

странности и проблема разности масс Δm_{LS} стимулировали развитие гипотезы о существовании c-кварка (см. ниже), предсказание его свойств и поиски механизма, объясняющего указанные явления. Физика К-м. оказалась очень важной для проверки разл. гипотез, касающихся сильного взаимодействия, прежде всего $SU(3)$-симметрии, гипотезы частично сохраняющегося аксиального тока (см. *Аксиального тока частичное сохранение*), *алгебры токов*, кварковых моделей адронов. Справедливость большинства этих гипотез, казавшихся ранее разрозненными предположениями, следует, как стало ясным, из *квантовой хромодинамики* и кварковой структуры адронов.

Сильное взаимодействие К-м. Наличие странного кварка в составе К-м. определяет специфику их сильного взаимодействия. При взаимодействиях нестранных частиц (нуклонов, пионов) К-м. рождаются, как отмечалось, ассоциативно с гиперонами или друг с другом, так чтобы сохранялось суммарное значение странности $S=0$. Напр., возможны реакции:

$$\pi^- p \longrightarrow K^+\Sigma^-,\quad K^0\Lambda,\quad \Xi^-K^+K^0,\quad nK^+\tilde{K}^0,$$
$$pp \longrightarrow p\Lambda K^+,\quad n\Sigma^+K^+$$

и т. д. (с любым числом пионов, допускаемым законами сохранения), но не наблюдается реакция $\pi^- p \not\longrightarrow \Sigma^+K^-$. Благодаря тому, что K^+, K^0 могут рождаться ассоциативно с гиперонами, а K^-, $\tilde{K}^0$ — только в парах с K^+, K^0 (или с антигиперонами, сечения рождения к-рых при взаимодействии нуклонов значительно меньше, чем гиперонов), относит. выход K^+, K^0 оказывается существенно бо́льшим, чем для K^-, $\tilde{K}^0$. При энергиях $\sim 10^2$ ГэВ выход K^+-мезонов составляет (15—20%) по отношению к π^+-мезонам, в то время как выход K^- — (3—5)% по отношению к π^--мезонам. С ростом энергии столкновения растёт относит. доля ассоциативного рождения K и $\tilde{K}$ и соответственно уменьшается различие выходов K^+- и K^--мезонов. То, что выход К-м. даже при высоких энергиях столкновения меньше выхода пионов, связано с нарушением $SU(3)$-симметрии по ароматам (u, d, s) кварков: сечение рождения пар более тяжёлых кварков ($s\tilde{s}$) в 2—3 раза подавлено по сравнению с рождением пар лёгких кварков ($u\tilde{u}$ и $d\tilde{d}$).

Отрицат. странность K^--, $\tilde{K}^0$-мезонов обусловливает интенсивное рождение гиперонов при взаимодействии K^-, $\tilde{K}^0$ с нуклонами, напр., в реакциях:

$$K^-p \longrightarrow \Lambda\pi^0,\quad \Sigma^+\pi^-,\quad \Sigma^-\pi^+,\quad \Xi^-K^+,\quad \Omega^-K^+K^0;$$
$$\tilde{K}^0p \longrightarrow \Lambda\pi^+,\quad \Sigma^+\pi^0 \text{ и т. д.}$$

При этом Λ-, Σ-гипероны, образующиеся в двухчастичных реакциях, с большой вероятностью летят в системе центра инерции сталкивающихся частиц в направлении движения нуклона (т. е. образуются сравнительно медленными в лаб. системе). Это приводит к значительной вероятности образования *гиперядер* в пучках K^-.

Полное сечение взаимодействия К-м. с нуклонами при энергиях $\sim 10^2$ ГэВ составляет ок. 20 мбарн, что примерно на 6—7 мбарн меньше сечения взаимодействия пионов с нуклонами при той же энергии. В модели кварков этот факт интерпретируется как уменьшение сечения взаимодействия s-кварка по сравнению с сечениями взаимодействия u-, d-кварков (по закону $\sigma \sim m_q^{-2}$, где m_q — конституентная масса кварка q). Такая интерпретация качественно согласуется с измеренными полными сечениями взаимодействия с нуклонами гиперонов, а также J/ψ-частиц.

Из-за различия в массах s- и u-, d-кварков s-кварк в К-м. высокой энергии несёт в среднем бо́льшую долю импульса, чем u- или d-кварк. Это подтверждается экспериментально в процессах рождения лептонных пар в пучках π^- и K^-, $\pi^-p \to \mu^+\mu^-X$ и $K^-p \to \mu^+\mu^-X$, где X — совокупность адронов. Лептонные пары возникают в этих процессах в основном благодаря аннигиляции $\tilde{u}u \to \gamma \to \mu^+\mu^-$, и их сравнение показывает, что при одинаковых импульсах π^-- и K^--мезонов $\tilde{u}$-кварк в K^- несёт меньший импульс, чем в пионе.

В 1971 на ускорителе ИФВЭ (Серпухов) было обнаружено, что, начиная с энергий 17—20 ГэВ, полное сечение взаимодействия K^+ с нуклонами медленно растёт с увеличением энергии столкновения ε (т. н. Серпуховский эффект). Последующие исследования показали, что замеченный для K^+-мезонов рост сечения с энергией имеет универсальный характер для всех адронов и совместим с асимптотич. законом $\sigma \sim \ln^2\varepsilon$.

Слабое взаимодействие К-м. Распады К-м. происходят благодаря слабому взаимодействию *заряженного тока* (us) с заряж. лептонными токами ($e\nu_e$), ($\mu\nu_\mu$) (вызывающему лептонные K_{l2}- и полулептонные K_{l3}-, K_{l4}-распады) и взаимодействию тока (us) с током ($d\tilde{u}$) (вызывающему нелептонные распады $K_{\pi 2}$, $K_{\pi 3}$) (табл.),

Наиболее вероятные распады К-мезонов

$K^+ \to \mu^+\nu$	(т. н. $K_{\mu 2}$-распад)	$-(63,50\pm0,16)\%$
$K^+ \to \pi^+\pi^0$		$-(21,16\pm0,15)\%$
$K^+ \to \pi^+\pi^+\pi^-$	($\tau^{+}{}^{+}{}^{-}$-распад)	$-(5,59\pm0,03)\%$
$K^+ \to e^+\nu\pi^0$	(K_{e3}-распад)	$-(4,82\pm0,05)\%$
$K^+ \to \mu^+\nu\pi^0$	($K_{\mu 3}$-распад)	$-(3,20\pm0,09)\%$
$K^+ \to \pi^+\pi^0\pi^0$	(τ^{+00}-распад)	$-(1,73\pm0,05)\%$

где $\pi^\pm$ и π^0 означают заряженные и нейтральный π-мезоны, μ^+, e^+, ν — мюон, позитрон и нейтрино соответственно.

Лептонные и полулептонные распады К-м. Кварковая структура тока (us) в слабом взаимодействии К-м. объясняет известные правила отбора в полулептонных распадах К-м.: $\Delta Q = \Delta S$ и $\Delta I = 1/2$, где ΔQ, ΔS, ΔI — изменения электрич. заряда, странности и изотопич. спина адронов в полулептонных распадах с изменением странности. (Правило $\Delta I = 1/2$ в нелептонных распадах имеет динамич. происхождение; см. ниже.) Правило $\Delta Q = \Delta S$ разрешает распады $K^0 \to \pi^-\mu^+\nu_\mu$, $\pi^-e^+\nu_e$; $\tilde{K}^0 \to \pi^+\mu^-\tilde{\nu}_\mu$, $\pi^+e^-\tilde{\nu}_e$ и запрещает распады $K^0 \not\to \pi^+\mu^-\tilde{\nu}_\mu$, $\pi^+e^-\tilde{\nu}_e$; $\tilde{K}^0 \not\to \pi^-\mu^+\nu_\mu$, $\pi^-e^+\nu_e$. Оно проверено экспериментально с точностью до 2%. Правило $\Delta I = 1/2$ в полулептонных распадах приводит к соотношениям между вероятностями распадов Г:

$$\Gamma(K^\pm \to \pi^0 l^\pm \nu_l\,(\tilde{\nu}_l)) = \frac{1}{2}\,\Gamma\,(K^0 \to \pi^- l^+ \nu_l) =$$
$$= \frac{1}{2}\,\Gamma\,(\tilde{K}^0 \to \pi^+ l^- \tilde{\nu}_l)$$

(ν_l — соответствующее лептону l нейтрино).

Поскольку ток (us) входит в *электрослабое взаимодействие* с фактором $\sin\vartheta_C$ (где ϑ_C — *Кабиббо угол*, $\sin\vartheta_C \approx 0{,}21$), матричные элементы лептонных и полулептонных распадов К-м., $K \to l\nu_l$, $\pi l\nu_l$, подавлены по сравнению с соответствующими матричными элементами распадов пионов $\pi \to l\nu_l$, $\pi^\pm \to \pi^0 l^\pm \nu_l\,(\tilde{\nu}_l)$ множителем $\operatorname{tg}\vartheta_C$. В чисто лептонных распадах К-м., происходящих за счёт аксиальной части слабого тока, нарушение $SU(3)$-симметрии по ароматам кварков приводит к изменению фактора подавления слабого тока с изменением странности на 20—25%, в то время как для полулептонных распадов К-м., происходящих за счёт векторной части слабого тока, влияние эффектов нарушения $SU(3)$-симметрии на угол Кабиббо существенно меньше [согласно т. н. теореме Адемолло — Гатто (M. Ademollo, R. Gatto, 1969), поправки первого порядка по нарушению $SU(3)$-симметрии к векторным вершинам взаимодействия обращаются в нуль]. Распады $K^\pm \to \mu^\pm \nu_\mu\,(\tilde{\nu}_\mu)$, составляющие ок. 63% распадов заряж. К-м., являются (наряду с распадами $\pi \to \mu\nu$) одним из гл. источников мюонов и мюонных нейтрино, возникающих от взаимодействия первичных космич.

лучей в атмосфере Земли. Поляризация заряж. лептона в чисто лептонных распадах К-м. (так же, как и в распадах пионов) определяется в силу законов сохранения угл. момента и импульса поляризацией соответствующего нейтрино, т. е. является «вынужденной», и противоположна *спиральности*, с к-рой заряж. лептон входит в слабый ток. В связи с этим матричный элемент чисто лептонного распада пропорционален массе заряж. лептона, а отношение вероятностей распадов $K\to e\nu_e$ и $K\to\mu\nu_\mu$ составляет (без учёта *радиационных поправок*) величину

$$\frac{\Gamma(K\to e\nu_e)}{\Gamma(K\to\mu\nu_\mu)}=\left(\frac{m_e}{m_\mu}\right)^2\frac{m_K^2-m_e^2}{m_K^2-m_\mu^2}\approx 2{,}5\cdot 10^{-5},$$

согласующуюся с экспериментом.

В полулептонных трёхчастичных распадах К-м. законы сохранения позволяют заряж. лептонам иметь «естественную» спиральность и поэтому вероятности K_{e3}- и $K_{\mu3}$-распадов по порядку величины одинаковы. Амплитуда K_{l3}-распада имеет вид

$$M=\frac{G_F}{\sqrt{2}}\sin\vartheta_C\{f_+(q^2)(p_K+p_\pi)_\alpha+f_-(q^2)(p_K-p_\pi)_\alpha\}l^\alpha,$$

где G_F — фермиевская константа слабого взаимодействия, p_K, p_π — 4-импульсы К-м. и пиона, $q=p_K-p_\pi$, l^α — заряж. лептонный ток (по индексу $\alpha=0, 1, 2, 3$ подразумевается суммирование), а ф-ции $f_+(q^2)$ и $f_-(q^2)$ — *формфакторы*, зависящие от квадрата переданного импульса q^2. Для распадов нейтральных К-м. экстраполированное к $q^2=0$ значение первого формфактора вследствие $SU(3)$-симметрии равно единице: $f_+^0(0)=1$, а для заряж. К-м. из-за правила $\Delta I=1/2$: $f_+^\pm(0)=1/\sqrt{2}$. Поправки, связанные с нарушением $SU(3)$-симметрии, для формфакторов f_+ малы в силу теоремы Адемолло — Гатто. В пределе точной $SU(3)$-симметрии формфактор f_- при $q=0$ должен отсутствовать: $f_-(0)=0$. Однако для величины f_- теорема Адемолло — Гатто неприменима и эффекты нарушения $SU(3)$-симметрии могут приводить в принципе к $f_-\sim 1$. Используя *Дирака уравнение* для лептонов, входящих в лептонный ток, можно показать, что часть матричного элемента K_{l3}-распада, содержащая f_-, пропорциональна массе заряж. лептона. Поэтому от формфактора f_- зависит лишь вероятность $K_{\mu3}$-распада, в то время как вероятность K_{e3}-распада практически полностью определяется одним формфактором f_+. Существ. интерес представляет эксперим. определение величины $\xi=f_-/f_+$. Наличие у ξ мнимой части могло бы свидетельствовать о нарушении *CP-инвариантности* в распаде $K_{\mu3}$ [согласно эксперим. данным, в $K_{\mu3}^\pm$-распадах $\mathrm{Im}\,\xi=-0{,}017\,(23)$, а в $K_{\mu3}^0$-распаде $\mathrm{Im}\,\xi=-0{,}020\,(22)$].

Вероятность четырёхчастичных полулептонных распадов, $K\to 2\pi l\nu$, относительно мала из-за малости фазового объёма. Матричный элемент K_{l4}-распадов имеет вид

$$M=\frac{G}{\sqrt{2}}\sin\vartheta_C(V_\alpha+A_\alpha)l^\alpha,$$

$$A_\alpha=f_1(p_1+p_2)_\alpha+f_2(p_1-p_2)_\alpha+f_3(p-p_1-p_2)_\alpha,$$

$$V_\alpha=f_4 m_K^{-2}\varepsilon_{\alpha\mu\nu\rho}p_\mu p_{1\nu}p_{2\rho},$$

где V_α и A_α — матричные элементы векторной и аксиальной частей тока (us), p_1, p_2, p — 4-импульсы π-мезонов и К-мезона, f_{1-4} — формфакторы, $\varepsilon_{\alpha\mu\nu\rho}$ — полностью антисимметричный тензор ($\varepsilon_{1234}=1$). Вклад формфактора f_3 пропорционален массе лептона, как и вклад формфактора f_+ в случае K_{l3}-распада. Поскольку сумма (p_1+p_2) симметрична относительно перестановки π-мезонов, то член, пропорциональный f_1, описывает рождение π-мезонов в S-волне. В силу Бозе — Эйнштейна статистики для π-мезонов изотопич. часть соответствующей амплитуды также симметрична относительно перестановки π-мезонов и отвечает полному изоспину $I=0$. Из-за перерассеяния π-мезонов в конечном состоянии формфактор f_1 представляет собой комплексную величину и его фаза δ_0 совпадает с фазой $\pi\pi$-рассеяния в S-волне и с полным изоспином $I=0$. Аналогично формфактор f_2 описывает рождение π-мезонов в P-волне и его фаза совпадает с фазой δ_1 амплитуды рассеяния в состоянии с $I=1$.

Изучение K_{l4}-распадов представляет значит. интерес по неск. причинам. Во-первых, оно позволяет получить независимую информацию о величине $(\delta_0-\delta_1)$. Более того, величины f_1 могут быть определены в рамках гипотезы частичного сохранения аксиального тока:

$$f_1=f_2=f_\pi^{-1}f_+,$$

где f_π — константа распада $\pi\to\mu\nu$, $f_\pi\approx 0{,}93m_\pi$, m_π — масса π-мезона. Далее, величина f_4 в пределе точной $SU(3)$-симметрии выражается в терминах амплитуды эл.-магн. распада η-мезона, $\eta\to\pi^+\pi^-\gamma$, поскольку слабый адронный ток и эл.-магн. ток адронов принадлежат одному октету. Формфактор f_4 определяет (посредством интерференции с $f_{1,2}$) P-нечётные эффекты и может быть измерен на опыте, несмотря на то, что вклад его в полную вероятность распада пренебрежимо мал.

Изучение нелептонных распадов К-м., $K_{2\pi}$ и $K_{3\pi}$, сыграло важную роль в установлении правил отбора для нелептонных распадов и проверке гипотезы частичного сохранения аксиального тока.

Уже первые наблюдения двухчастичных нелептонных распадов К-м. обнаружили сильное подавление распадов K^+:

$$\frac{\Gamma(K^+\to\pi^+\pi^0)}{\Gamma(K_S^0\to\pi^+\pi^-)}\sim\frac{1}{500}.$$

Для объяснения этого феномена было предложено (М. Гелл-Ман — А. Пайс, 1955) правило отбора по изоспину $\Delta I=1/2$, где ΔI — изменение полного изоспина адронов в нелептонном слабом распаде. Действительно, π-мезоны в распадах $K\to 2\pi$ рождаются в S-волне и из-за бозе-статистики могут обладать полным изоспином $I=0$ или $I=2$. Поскольку пара $\pi^+\pi^0$ в распаде $K^+\to\pi^+\pi^0$ имеет ненулевой заряд, для неё возможно только состояние с $I=2$. Если имеет место правило отбора $\Delta I=1/2$, то К-м., изоспин к-рого $I=1/2$, не может распасться в состояние с $I=2$, что и объясняет наблюдаемое подавление $K_{2\pi}^+$-распада.

Однако само правило отбора $\Delta I=1/2$ для нелептонных распадов, в отличие от лептонных, не имеет очевидного объяснения на кварковом языке, т. к. произведение токов (us) (du) содержит члены как с $I=1/2$, так и с $I=3/2$.

Правило отбора $\Delta I=1/2$ приводит к многочисл. предсказаниям для амплитуд $K\to 3\pi$-распадов. Предсказывается, в частности, что

$$\Gamma(K^+\to\pi^+\pi^+\pi^-):\Gamma(K_L^0\to\pi^0\pi^0\pi^0):$$
$$:\Gamma(K_L^0\to\pi^+\pi^-\pi^0):\Gamma(K^+\to\pi^0\pi^0\pi^+)=4:3:2:1.$$

Эти предсказания согласуются с опытом в пределах неск. %. Помимо полной вероятности в распадах $K\to 3\pi$ измеряется также спектр конечных π-мезонов. Экспериментально спектр хорошо аппроксимируется линейной ф-цией энергий π-мезонов:

$$M(K\to 3\pi)=a+b\frac{Q}{m_K}y,$$

где a, b — константы, Q — энерговыделение, $y=2\mathcal{E}/\mathcal{E}_{\max}-1$, $\mathcal{E}$ — кинетич. энергия т. н. непарного π-мезона (π^- в распаде $K^+\to\pi^+\pi^+\pi^-$, π^0 в распаде $K_L^0\to\pi^+\pi^-\pi^0$, π^+ в распаде $K^+\to\pi^0\pi^0\pi^+$). Правило отбора $\Delta I=1/2$ связывает между собой величины a, b для разл. распадов.

Дальнейшие предсказания для величин a и b могут быть получены с помощью алгебры токов. Удаётся

выразить их через амплитуды $K \to 2\pi$-распадов. Важно, что так удаётся вычислить не только амплитуды с $\Delta I = {}^1/_2$, к-рые доминируют, но и поправки, связанные с переходами с $\Delta I = {}^3/_2$. Более того, оказалось, что в одном случае эти поправки численно аномально велики. Речь идёт об отношении $r = b(+00)/b(++-)$, где в скобках указаны заряды π-мезонов в конечном состоянии. Правило $\Delta I = {}^1/_2$ приводит к предсказанию $r = -2$, в то время как учёт переходов с $\Delta I = {}^3/_2$ сдвигает это отношение в точку $r \approx -3$. Предсказанное нарушение правила $\Delta I = {}^1/_2$ было обнаружено экспериментально. Поскольку предсказание основано на гипотезе о том, что лагранжиан нелептонных распадов есть произведение токов, то ясно, что правило отбора $\Delta I = {}^1/_2$ имеет динамич. характер.

Было предложено неск. механизмов динамич. усиления переходов с $\Delta I = {}^1/_2$ сильным взаимодействием.

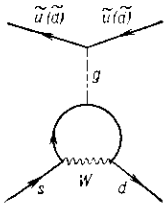


Рис. 1. Диаграмма, которая, возможно, играет главную роль в распадах $K \to 2\pi$, 3π. Сплошные линии обозначают кварки, волнистая — промежуточный бозон слабого взаимодействия (W), пунктирная линия — глюон, обмен которым обусловливает сильное взаимодействие между кварками. Диаграмма удовлетворяет правилу $\Delta I = 1/2$.

Т. к. сильные взаимодействия кварков описываются квантовой хромодинамикой, то речь идёт об учёте обменов как W-бозонами, так и глюонами. Не исключено, что наблюдаемое на опыте усиление переходов с $\Delta I = {}^1/_2$ проистекает от комбинации неск. факторов. Наиб. вклад вносят, по-видимому, диаграммы, представленные на рис. 1 (А. И. Вайнштейн, В. И. Захаров, М. А. Шифман, 1976). В литературе они получили название «пингвины». Поскольку существенна область, в к-рой константа связи кварков с глюонами велика, то вряд ли удастся решить вопрос о происхождении правила отбора $\Delta I = {}^1/_2$ до конца аналитич. образом. Делаются попытки вычислений амплитуд нелептонных распадов К-мезонов на машинах, в рамках решёточной формулировки квантовой хромодинамики. Расчёты подтверждают выделенную роль диаграмм типа «пингвинов», хотя точность расчётов пока недостаточна для однозначных выводов.

Совместное действие слабых нелептонных и эл.-магн. взаимодействий приводит к радиац. распадам К-м., из к-рых наиб. вероятность имеет распад $K \to 2\pi\gamma$. Амплитуда этого распада определяется двумя независимыми формфакторами $g_{1,2}$:

$$M(K \to 2\pi\gamma) = \frac{G}{\sqrt{2}} \sin\vartheta_C \left[g_1 (p_1 - p_2)_\alpha + \right.$$
$$\left. + i g_2 \varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} p_\beta p_{1\gamma} p_{2\delta} \right] e_\alpha,$$

где e_α — вектор поляризации фотона, p, $p_{1,2}$ — 4-импульсы К- и π-мезонов.

В амплитуде распадов $K \to 2\pi\gamma$ доминирует вклад тормозного излучения. Если рассматривать только этот вклад, то изучение радиац. распада не даёт никакой новой информации по сравнению с распадом $K \to 2\pi$. Однако на опыте обнаружено отклонение от простых ф-л тормозного излучения (т. н. структурное излучение).

В настоящее время наиб. интерес представляет проверка правил отбора для нейтральных токов. Согласно стандартной теории электрослабого взаимодействия, нейтральные токи диагональны, т. е. не меняют сорта (аромата) кварков (u-кварк переходит в u-кварк и т. д.). В частности, строго запрещён распад $K^+ \to \pi^+ \nu\bar{\nu}$, поскольку K^+ содержит $\bar{s}$-кварк, к-рого нет в π^+. Экспериментально получена верх. граница на возможную ширину этого распада:

$$\Gamma(K^+ \to \pi^+ \nu\bar{\nu}) < 1{,}4 \cdot 10^{-7}\, \Gamma_{tot},$$

где Γ_{tot} — полная ширина K^+. Хотя подобные распады с изменением аромата кварков в нейтральных токах отсутствуют в стандартной теории, их существование предсказывается различными её обобщениями. Упомянем, напр., гипотезу о существовании нового сильного взаимодействия с малым радиусом сил — т. н. гиперцвет или техницвет. При попытке построения реалистич. моделей, включающих гиперцвет, как правило, возникают нейтральные токи с изменением аромата кварков. Поэтому уточнение эксперим. границ на вероятности разл. экзотич. распадов К-м. по-прежнему представляют большой интерес, позволяя получить информацию о физ. процессах на очень малых расстояниях в опытах при низких энергиях.

Как отмечалось, состояния K^0 и $\bar{K}^0$ являются партнёрами K^-, K^+ по изотопич. дублетам и поэтому удобны для обсуждения сильного взаимодействия К-м. Следует, однако, иметь в виду, что они не отвечают состояниям с определ. массой и временем жизни. В силу *теоремы CPT*, массы K^0 и $\bar{K}^0$ должны быть строго вырожденными, и если бы странность была строго сохраняющимся квантовым числом, то K^0 и $\bar{K}^0$ являлись бы стабильными частицами равной массы. Однако странность не сохраняется в слабом взаимодействии, поэтому К-мезоны распадаются. Более того, никакие правила отбора не запрещают распады K^0 и $\bar{K}^0$ по одним и тем же каналам, напр. $K^0 \to 2\pi$ и $\bar{K}^0 \to 2\pi$. Это означает, в свою очередь, что во втором порядке по слабому взаимодействию возможен переход из K^0 в $\bar{K}^0$. Поскольку исходные состояния строго вырождены, то даже эти, очень слабые переходы второго порядка по слабому взаимодействию весьма существенны и именно их свойства определяют волновые ф-ции состояний с определёнными массами и временами жизни.

Если бы CP-чётность была строго сохраняющимся квантовым числом, то волновыми ф-циями состояний с определёнными массами и ширинами были бы т. н. K^0_1- и K^0_2-мезоны:

$$K^0_{1,2} = \frac{K^0 \pm \bar{K}^0}{\sqrt{2}}; \quad CP\,|K^0_1\rangle = +|K^0_1\rangle, \quad CP\,|K^0_2\rangle = -|K^0_2\rangle.$$

Т. к. эффекты нарушения CP-инвариантности малы, то представления о K^0_1- и K^0_2-мезонах очень полезны. Отметим также, что K^0_1 и K^0_2 являются собств. ф-циями не только оператора CP-преобразования, но и оператора C-чётности (*зарядовой чётности*), поэтому K^0_1 и K^0_2 были введены в рассмотрение ещё до открытия несохранения чётности в слабом взаимодействии.

«Несовпадение» состояний с определ. временем жизни (приближённо, K^0_1 и K^0_2) и состояний, являющихся собственными значениями гамильтониана сильного взаимодействия (K_0 и $\bar{K}_0$), приводит к ряду своеобразных явлений, к-рые впервые обсуждались А. Пайсом и О. Пиччони (O. Piccioni) в 1955. Происходят переходы, или осцилляции, K^0 в $\bar{K}^0$ в вакууме.

Пусть в нач. момент времени при $t = 0$ рождаются K^0-мезоны, напр. в реакции $\pi^- p \to \Lambda K^0$. Как обсуждалось выше, в распадах K^0 образуются отрицательно заряж. лептоны, а в распадах $\bar{K}^0$ — положительно заряженные. Из-за осцилляций $K^0 - \bar{K}^0$ будет меняться число положительно и отрицательно заряж. лептонов, к-рые образуются в распадах нейтральных К-м. Для числа N_{l+} положительно заряж. лептонов легко получить:

$$N_{l+}(t) \sim \exp(-\Gamma_1 t) + \exp(-\Gamma_2 t) +$$
$$+ 2\exp\left(-\frac{\Gamma_1 + \Gamma_2}{2} t\right) \cos[(m_2 - m_1)\, t],$$

где $m_{1,2}$, $\Gamma_{1,2}$ — массы и ширины $K^0_{1,2}$-мезонов, t — время пролёта. Если пройдёт достаточно большое время, то останется пучок K^0_2-мезонов, время жизни к-рых

значительно больше, чем K_1^0-мезонов. Различие во временах жизни связано с тем, что только для K_1^0 разрешён распад на 2π (при условии сохранения CP-чётности) и ширина этого распада наибольшая из всех парциальных ширин распадов К-м. Если, далее, пучок K_2^0 взаимодействует опять с веществом, то когерентность K^0 и $\bar{K}^0$ компонент нарушается, поскольку K^0, $\bar{K}^0$ имеют разл. сильные взаимодействия. В результате после прохождения пластинок вещества в пучке K_2^0 появятся вновь K_1^0. Говорят, что в пластинке произошла регенерация K_1^0-мезонов.

В 1964 Дж. У. Кронин (J. W. Cronin), Дж. Кристенсен (J. H. Christensen), В. Л. Фитч (V. L. Fitch) и Р. Тюрлей (R. Turlay) обнаружили, что, хотя и с малой вероятностью, долгоживущий мезон в вакууме распадается на 2π. Т. к. состояния $\pi^+\pi^-$ или $\pi^0\pi^0$, образующиеся в распадах бесспиновых частиц, обладают определ. CP-чётностью, то это наблюдение показало, что в действительности волновая ф-ция долгоживущего мезона K_L^0 отличается от K_2^0 и представляет собой суперпозицию K_2^0 и K_1^0:

$$K_L^0 = (K_2^0 + \varepsilon K_1^0)\,(1+|\varepsilon|^2)^{-1/2},$$

где ε — комплексное число.

В распадах $K_L^0 \to 2\pi$ определяется модуль величины ε. Веществ. часть ε, $\mathrm{Re}\,\varepsilon$, была измерена при наблюдении зарядовой асимметрии в распадах K_{l3} для долгоживущих мезонов. Параметр этой асимметрии обозначают обычно буквой δ:

$$\delta \equiv \frac{\Gamma(K_L^0 \to l^+\nu\pi^-) - \Gamma(K_L^0 \to l^-\nu\pi^+)}{\Gamma(K_L^0 \to l^+\nu\pi^-) + \Gamma(K_L^0 \to l^-\nu\pi^+)},$$

$$\delta \approx 2\,\mathrm{Re}\,\varepsilon.$$

В силу CPT-теоремы волновая ф-ция короткоживущего K_S^0-мезона выражается через то же число ε (отражение того, что исходные состояния K^0 и $\bar{K}^0$ связаны операцией CPT-преобразования):

$$K_S^0 = (K_1^0 + \varepsilon K_2^0)\,(1+|\varepsilon|^2)^{-1/2}.$$

Т. о., все эффекты нарушения CP-инвариантности в распадах К-мезонов параметризуются в терминах ε. Эксперим. значения модуля и фазы ε таковы:

$$|\varepsilon| = (2{,}275 \pm 0{,}021)\cdot 10^{-3},$$
$$\arg\varepsilon = (44{,}6 \pm 1{,}2)^\circ.$$

Пока эффекты нарушения CP-инвариантности наблюдались исключительно в распадах нейтральных К-м. Модель сверхслабого нарушения CP-инвариантности [Л. Вольфенштейн (L. Wolfenstein), 1964] возводит это наблюдение в принцип и постулирует, что CP-инвариантность не сохраняется только в нек-ром новом взаимодействии, сила к-рого примерно на три порядка меньше, чем второй порядок по слабому взаимодействию. Тогда в распадах К-мезонов нарушение CP-инвариантности проявляется сильнее всего на уровне 10^{-3} в амплитуде, потому что всё смешивание $K^0 - \bar{K}^0$ обусловлено эффектами второго порядка по слабому взаимодействию. Согласно этой модели, нарушение CP-инвариантности определяется единств. числом — амплитудой перехода $K_1^0 \leftrightarrow K_2^0$. Распад $K_l^0 \to 2\pi$ описывается, в частности, как переход K_2^0 в K_1^0 с последующим распространением и распадом K_1^0. Амплитуда $K_2^0 \leftrightarrow K_1^0$ перехода мнима в силу CPT-теоремы, и нетривиальность фазы ε связана только с пропагатором K_1^0:

$$\varepsilon \sim \frac{i}{m_2 - m_1 - i(\Gamma_2 - \Gamma_1)/2},$$

$$\text{или}\quad \arg\varepsilon = \mathrm{arctg}\,[2(m_2 - m_1)/\Gamma_2].$$

Др. гипотеза заключается в том, что CP-инвариантность нарушается в массовой матрице кварков, причём характерный параметр нарушения порядка $|\varepsilon| \sim 10^{-3}$ [М. Кобаяси (M. Kobayashi), Маскава (K. Maskawa), 1973]. Согласно этой модели, вклад промежуточного K_1^0-состояния в распад $K_L^0 \to 2\pi$ невелик параметрически, но по-прежнему численно доминирует над вкладом др. возможных состояний. В этой модели предсказывается отклонение от модели сверхслабого взаимодействия, причём ожидаемое отличие фазы невелико:

$$\arg\varepsilon = -\,\mathrm{arctg}\,[2(m_2 - m_1)/\Gamma_2] \approx 2^\circ.$$

Проводятся эксперименты, позволяющие обнаружить подобные отклонения.

Открытие CP-неинвариантности в распадах K^0-мезонов ярко демонстрирует уникальные возможности, к-рые предоставляет система $K^0 - \bar{K}^0$ для измерения весьма малых эффектов. Эти возможности в конечном счёте связаны с тем, что разность масс $(m_2 - m_1)$, хотя и возникает только во втором порядке по слабому взаимодействию, экспериментально измерима.

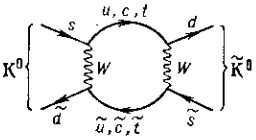


Рис. 2. Кварковые диаграммы для перехода $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ во втором порядке по слабому взаимодействию. Кварки $s\bar{d}$ объединяются в K^0, $\bar{s}d$ — в $\bar{K}^0$. Сплошные линии — кварки, волнистые — W-бозоны. Если оставить вклад только u-кварка в промежуточном состоянии, то теория оказывается несамосогласованной. Введение c-кварка со специально подобранными константами позволило согласовать теорию с опытом при условии, что масса c-кварка относительно невелика.

Этот факт сыграл решающую роль также в предсказании существования очарованных кварков. Дело в том, что если ограничиться лишь u-, d-, s-кварками, к-рые только и были известны до сер. 70-х гг., то кварковые диаграммы второго порядка по слабому взаимодействию (рис. 2) приводят к величине $(m_2 - m_1)$, на неск. порядков превышающей эксперим. значение. Чтобы справиться с этой трудностью теории, С. Л. Глэшоу (S. L. Glashow), Дж. Илиопулос (J. I. Iliopulos) и Л. Майани (L. Maiani) в 1970 выдвинули гипотезу о существовании нового, очарованного, c-кварка, константы взаимодействия к-рого подобраны так, чтобы вклад u-кварка в промежуточном состоянии в точности сокращался. Разумеется, сокращение может иметь место только при виртуальных импульсах, бо́льших массы, иначе диаграммы с u- и c-кварками различны кинематически. Исходя из этих соображений и знания эксперим. числа для $(m_2 - m_1)$, можно было оценить верх. границу для массы c-кварка. Она оказалась равной всего неск. массам протона. Позже новый кварк с массой ок. 1,5 ГэВ был действительно обнаружен экспериментально, и константы его слабого взаимодействия оказались именно такими, как было постулировано теоретически за неск. лет до открытия очарованных частиц.

В настоящее время подобные соображения являются стандартными при получении ограничений на возможные значения массы и констант связи ещё не открытого t-кварка.

Лит.: Марков М. А., Гипероны и К-мезоны, М., 1958; Далиц Р., Странные частицы и сильные взаимодействия, пер. с англ., М., 1964; Окунь Л. Б., Слабое взаимодействие элементарных частиц, М., 1963; его же, Лептоны и кварки, М., 1981; Ли Ц., Ву Ц., Слабые взаимодействия, пер. с англ., М., 1968.

С. С. Герштейн, В. И. Захаров.

КНУ́ДСЕНА ЧИСЛО (Kn) — один из *подобия критериев* движения разреженных газов, $Kn = l/L$, где l — ср. длина свободного пробега молекул в газе, L — характерный размер течения (напр., длина обтекаемого тела, диаметр трубопровода, диаметр свободной струи). Названо по имени М. Кнудсена (M. Knudsen). Числ. величина Kn характеризует степень разреженности газового потока. Если $Kn \gg 1$ (теоретически при $Kn \to \infty$), аэродинамич. характеристики обтекаемых разреженным газом тел (или течение в вакуумных

трубопроводах) можно рассчитывать, не рассматривая столкновений молекул между собой, а учитывая лишь удары молекул о твёрдую поверхность (свободномолекулярное течение). Практически такие методы становятся применимыми и используются уже при $Kn \sim 1$. Если $Kn \ll 1$ (теоретически — при $Kn \to 0$), справедливо осн. предположение гидроаэромеханики о сплошности (континуальности) среды и при расчёте течения можно пользоваться *Эйлера уравнениями* или *Навье — Стокса уравнениями* с соответствующими граничными условиями. Практически эти методы справедливы и используются уже при $Kn \sim 10^{-3}$.

В области значений К. ч. $10^{-3} < Kn < 1$ реализуются разл. промежуточные между свободномолекулярным и континуальным режимы течения разреженного газа с новыми граничными условиями (см. *Динамика разреженных газов*). *С. Л. Вишневецкий.*

КОАГУЛЯЦИЯ АКУСТИЧЕСКАЯ — процесс сближения и укрупнения взвешенных в газе или жидкости мелких твёрдых частиц, жидких капелек и газовых пузырьков под действием акустич. колебаний звуковых и УЗ-частот. При К. а. уменьшается дисперсность (оцениваемая по общей поверхности частиц, отнесённой к единице объёма) и число частиц дисперсной системы; в результате К. а. происходит укрупнение и осаждение взвешенных в газе (аэрозоли) или жидкости (гидрозоли) твёрдых частиц, капелек и пузырьков.

Малый размер частиц аэрозоля является причиной их большой подвижности: частицы участвуют в броуновском движении, увлекаются конвективными и гидродинамич. течениями. При наложении звукового поля возникают дополнит. силы, способствующие коагуляции: взвешенная в газе частица вовлекается в колебат. движение, на неё действует *давление звукового излучения*, вызывая её дрейф, она увлекается *акустическими течениями* и т. д. Как известно, между частицами, движущимися по отношению к среде, возникают силы гидродинамич. взаимодействия, обусловленные звуковым полем (см. *Пондеромоторные силы* в звуковом поле), к-рые также могут приводить к быстрому сближению частиц и вызывать К. а.

К. а. применяется для осаждения промышл. пылей, дымов и туманов. Степень и скорость очистки газа методом К. а. в основном определяются: 1) интенсивностью звука I; заметная коагуляция начинается при $I \approx 0{,}01$ Вт/см^2 и с дальнейшим увеличением I интенсифицируется; для практич. применения необходима интенсивность $I > 0{,}1$ Вт/см^2; 2) временем экспозиции, к-рое зависит от I (при $I = 1{,}0$ Вт/см^2 весь процесс К. а. протекает в течение неск. секунд); 3) частотой f (частотная зависимость процесса К. а. точно не установлена, хотя известно, что оптим. значение частоты озвучивания определяется дисперсным составом аэрозоля: чем мельче частицы, тем выше f); на практике обычно применяют акустич. колебания частоты 0,5—20 кГц; 4) исходной концентрацией аэрозоля (использование метода К. а. рационально при концентрации $\geqslant 1$—2 г/м^3, с увеличением концентрации эффективность К. а. возрастает).

К. а. гидрозолей протекает при частотах озвучивания, лежащих в УЗ-диапазоне. Скорость К. а. гидрозолей в основном также определяется интенсивностью УЗ (уровнем звукового давления), однако процесс усложняется кавитацией, приводящей к диспергированию и эмульгированию образовавшихся осадков. К. а. гидрозолей применяется для очистки жидкостей в хим. и пищевой промышленности, напр. при обработке вина.

Лит.: Медников Е. П., Акустическая коагуляция и осаждение аэрозолей, М., 1963; Ультразвук в гидрометаллургии, М., 1969; Широкова Н. Л., Коагуляция аэрозолей, в кн.: Физика и техника мощного ультразвука, [кн. 3] — Физические основы ультразвуковой технологии, М., 1970.
О. К. Экнадиосянц.

КОБАЛЬТ (Cobaltum), Co,— хим. элемент VIII группы периодич. системы элементов, ат. номер 27, ат. масса 58,9332. В природе представлен стабильным ^{59}Co. Электронная конфигурация двух внеш. оболочек $3s^2p^6d^74s^2$. Энергии последоват. ионизации 7,865, 17,06 и 33,50 эВ. Кристаллохим. радиус атома К. 0,125 нм, радиус иона Co^{2+} 0,078 нм, иона Co^{3+} 0,064 нм. Значение электроотрицательности 1,70.

В свободном виде — серебристый металл с розовым или синеватым отливом. При темп-ре до 427—430 °С устойчив α-Co с гексагональной кристаллич. решёткой с параметрами $a = 0{,}251$ и $c = 0{,}409$ нм; при более высоких темп-рах переходит в β-Co с гранецентрированной кубич. решёткой. Плотн. α-Co 8,84 кг/дм^3, $t_{пл} = 1494$ °С, $t_{кип}$ ок. 2960 °С. Теплоёмкость $c_p = 24{,}8$ Дж/моль·К, теплота плавления 16,3 кДж/моль, теплота испарения 376 кДж/моль. Темп-ра Дебая 445 К. Коэф. теплового линейного расширения $1{,}336 \times 10^{-5}$ К$^{-1}$ (40 °С), теплопроводность 70,9 Вт/м·К (290 К). Уд. электрич. сопротивление 0,4329 мкОм·м (400 К). К. ферромагнитен до темп-ры 1121 °С (точка Кюри). Предел прочности при растяжении 500 МПа для кованого и отожжённого К., 240—260 МПа для литого К. и 700 МПа для проволоки. Тв. по Бринеллю металлич. К., подвергнутого обработке, от 1,2 до 3 ГПа. Модуль упругости поликристаллич. К. 196—206 ГПа, модуль сдвига 47—90 ГПа.

В хим. соединениях проявляет степень окисления +2 и +3, редко +1 и +4. Хим. активность близка к активности железа. Применяется как компонент твёрдых жаропрочных, магн. и коррозионностойких сплавов и покрытий. Важный микроэлемент, 4% К. содержится в витамине B_{12}. Соединения К. используют для окрашивания стёкол. Интерметаллич. соединение $SmCo_5$ применяют для изготовления сильных магнитов. Из искусств. радионуклидов наиб. значение имеет β$^-$-радиоактивный ^{60}Co ($T_{1/2} = 5{,}271$ года), γ-излучение к-рого используется в медицине (кобальтовая пушка), для лучевой стерилизации, в бесконтактных уровнемерах и др. *С. С. Бердоносов.*

КОВАЛЕ́НТНАЯ СВЯЗЬ (от лат. co — совместно и valens — имеющий силу) (гомеополярная связь) — *химическая связь*, возникающая между двумя атомами при обобществлении принадлежащих им электронов. Ковалентными связями соединены атомы в молекулах простых газов (H_2, Cl_2 и пр.) и соединений (H_2O, NH_3, HCl), а также атомы мн. органич. молекул. Число обобществлённых электронных пар наз. к р а т н о с т ь ю К. с.

В действительности чисто К. с. может иметь место только в гомеополярных (от греч. *gomeo* — одинаковый) молекулах, таких, как H_2, O_2, N_2 и пр. В гетерополярных молекулах, где неизбежен перенос заряда с одного атома на другой, между атомами помимо т. н. обменных сил возникают дополнительно силы эл.-статич. притяжения. Поэтому хим. связь носит частично ковалентный, частично ионный характер. Методами *квантовой химии* можно приближённо оценить степень ковалентности хим. связи. См. также *Ковалентные кристаллы*. *В. Г. Дашевский.*

КОВАЛЕ́НТНЫЕ КРИСТА́ЛЛЫ — кристаллы с ковалентными хим. межатомными связями. К. к. образуются чаще всего из элементов IV и близких к ней групп *периодической системы элементов* с тетраэдрич. гибридизацией валентных орбиталей, так что *химическая связь* осуществляется парами электронов, локализованных между близко расположенными атомами (см. *Ковалентная связь*). Вследствие направленности и прочности этой связи К. к. обладают высокой твёрдостью, упругостью, нек-рые из них — хрупкие. К. к. обычно имеют высокую теплопроводность. Наиб. типичным представителем К. к. является алмаз (C), к ним относятся также кремний (Si), германий (Ge), серое олово α-Sn, ряд соединений из элементов, равноотстоящих вправо и влево от вертикали IV группы периодич. системы. Это — соединения $A^{III}B^{V}$, напр. боразон (BN), GaAs, GaSb, InAs, AlP; $A^{II}B^{VI}$ — окись бериллия (BeO), цинкит (ZnO), сфалерит (ZnS), CdTe

и др. По характеру электронного спектра все эти соединения — полупроводники, ширина запрещённой зоны к-рых изменяется в пределах от 0,2 до 2—4 эВ. По мере расхождения по горизонтали периодич. системы в соединениях $A^{I}B^{VII}$—CuCl, CuBr, AgI ковалентная связь ослабляется, приобретает частично ионный характер, а при спуске вдоль вертикалей возрастает и доля металлизации, напр. кристаллы белого олова β-Sn практически металлические.

Нек-рой долей металличности обладают и К. к. тройных и более сложных соединений, напр. халькопирит ($CuFeS_2$), станнин (Cu_2FeSnS_4), $CdSnAs_2$ и др., имеющих также тетраэдрич. координацию атомов. Примерами К. к. с октаэдрич. координацией могут служить PbS, PbSe, SnTe, Bi_2Te_3, Bi_2TeS_2 и пр. Мн. кристаллы гетеродесмичны, т. е. атомы в их кристаллич. структурах имеют связи разл. типа. Так, кристаллы графита С ковалентны по характеру связей внутри атомных сеток, но связи между сетками ван-дер-ваальсовы. Аналогично описываются структуры элементов, близких к IV подгруппе, напр. P, S, Se, Te, атомы в них образуют ковалентно связанные группировки, но между группировками связь ван-дер-ваальсова.

Мн. К. к. находят широкое техн. применение: используются, напр., природный и синтетич. алмазы, в больших кол-вах производятся особо чистые кристаллы кремния, являющиеся основой полупроводниковой электронной техники, а также К. к. Ge, GaAs и др.

В. К. Вайнштейн.

КОВАЛЕ́НТНЫЙ РАДИУС — см. в ст. *Атомный радиус*.

КОВАРИА́НТНАЯ ПРОИЗВО́ДНАЯ — обобщение градиента в случае криволинейных координат и неевклидовой геометрии. Градиент $\partial/\partial x^i$ тензора $T^{k_1 \dots k_p}_{l_1 \dots l_q}$ типа (p, q) есть тензор $\partial T^{\dots}_{\dots}/\partial x^i = T^{k_1 \dots k_p}_{l_1 \dots l_q;\, i}$ типа $(p, q+1)$ относительно линейных замен координат. Для общих замен координат $x^i = x^i(y^1, \dots y^n)$ с $\partial^2 x^i/\partial y^k\, \partial y^l \not\equiv 0$ тензором типа $(p, q+1)$ будет К. п.

$$T^{k_1 \dots k_p}_{l_1 \dots l_q;\, i} = \frac{\partial}{\partial x^i} T^{k_1 \dots k_p}_{l_1 \dots l_q} + \sum_{s=1}^{p} T^{k_1 \dots (k_s \to r) \dots k_p}_{l_1 \dots l_q} \Gamma^{k_s}_{ri} - \sum_{s=1}^{q} T^{k_1 \dots k_p}_{l_1 \dots (l_s \to r) \dots l_q} \Gamma^{r}_{l_s i},$$

где *Кристоффеля символы* Γ^k_{li} определяются ф-лами преобразования

$$\Gamma^k_{li} = -\frac{\partial x^j}{\partial y^l}\frac{\partial x^s}{\partial y^i}\frac{\partial^2 y^k}{\partial x^j\, \partial x^s}$$

и наз. коэффициентами (дифференциально-геометрической) *связности*. В частности, для ковариантного T^k и контравариантного T_l векторов К. п. имеет вид

$$T^k_{;\, i} = \frac{\partial T^k}{\partial x^i} + \Gamma^k_{ri} T^r, \quad T_{l;\, i} = \frac{\partial T_l}{\partial x^i} - \Gamma^r_{li} T_r.$$

Для обозначения К. п. используют иногда символ $\nabla_i : T^{\dots}_{\dots;\, i} = \nabla_i T^{\dots}_{\dots}$. К. п. удобно ввести тогда, когда явный вид преобразования объекта зависит от точки; отличие К. п. от градиента сосредоточено в связности и компенсирует изменения вида преобразования при переходе от точки к точке. Вообще говоря, К. п. некоммутативны, мерой некоммутативности служат *кривизны тензор* и тензор кручения. Впервые К. п. введены в кон. 19—нач. 20 вв. в работах Дж. Риччи (G. Ricci) и Т. Леви-Чивиты (T. Levi-Civita).

К. п.— существенное понятие в *римановой геометрии* и общей теории относительности, где с её помощью определяются *геодезическая линия*, параллельный перенос и кривизны тензор. Важную роль играет К. п. в теориях *калибровочных полей*, электродинамике, теории Янга — Миллса полей и т. д. Напр., в электродинамике эл.-магн. и заряж. поля описываются комплексными ф-циями $A_\mu(x)$ и $\psi(x)$, наблюдаемые величины не меняются при калибровочных преобразованиях

$$A_\mu(x) \to A'_\mu(x) = A_\mu(x) + \frac{\partial \lambda(x)}{\partial x^\mu},$$

$$\psi(x) \to \psi'(x) = e^{i\lambda(x)}\psi(x),$$

а веществ. ф-ция $\lambda(x)$ служит координатой в зарядовом пространстве. С точки зрения геометрии обычное и зарядовое пространства образуют *расслоение*: его базой служит обычное пространство, а слоем над каждой точкой базы — одномерное зарядовое пространство с координатой λ. Образующие группу калибровочные преобразования действуют в слоях и сводятся к сдвигам координаты. Введение К. п. $\nabla_\mu = \partial/\partial x^\mu - iA_\mu(x)$ компенсирует зависимость вида преобразования от точки базы: $\nabla_\mu\psi(x)$ преобразуется так же, как $\psi(x)$. При этом эл.-магн. поле является связностью в расслоении.

Лит.: Рашевский П. К., Риманова геометрия и тензорный анализ, 3 изд., М., 1967; Схоутен Я.-А., Тензорный анализ для физиков, пер. с англ., М., 1965; Славнов А. А., Фаддеев Л. Д., Введение в квантовую теорию калибровочных полей, 2 изд., М., 1988; Дубровин Б. А., Новиков С. П., Фоменко А. Т., Современная геометрия, 2 изд., М., 1986.

В. П. Павлов.

КОВАРИА́НТНОСТЬ — свойство физ. величин, описывающих данное явление или круг явлений, преобразовываться по *представлениям группы* инвариантности, установленной или предполагаемой для этого круга. Подробнее см. *Инвариантность*.

В. П. Павлов.

КОВАРИА́НТНОСТЬ И КОНТРАВАРИА́НТНОСТЬ — понятия линейной алгебры и тензорного анализа, характеризующие способы преобразования компонент тензора при преобразованиях координат $x^i \to y^i(x^j)$. Ковариантные компоненты преобразуются как градиент, $\partial f/\partial x^i = (\partial f/\partial y^j)(\partial y^j/\partial x^i)$, а контравариантные — как дифференциал, $dy^i = (\partial y^i/\partial x^j)dx^j$ (по повторяющимся индексам подразумевается суммирование). Происхождение терминов связано с тем, что при линейных преобразованиях базиса $\{e_i\}$ в евклидовом (и псевдоевклидовом) пространстве, $e_i \to \tilde{e}_i = a^j_i e_j$, ковариантные компоненты преобразуются одинаково с базисом, а контравариантные — с помощью матрицы b, обратной к транспонированной матрице a^T: $b^i_j a^j_k = \delta^i_k$. Напр., для ковариантного вектора (ниж. индексы) $T_i = a^j_i T_j$, а для контравариантного (верх. индексы) $\tilde{T}^i = b^i_j T^j$. Переход от ковариантных к контравариантным компонентам совершается с помощью метрич. тензора; напр., $T^i = g^{ij}T_j$. Ко- и контравариантные компоненты совпадают лишь для декартова базиса в евклидовом пространстве.

С. В. Молодцов.

КОВАРИАЦИО́ННАЯ МА́ТРИЦА — матрица, образованная из попарных смешанных вторых моментов (ковариаций) неск. случайных величин (см. *Моменты случайной величины*). Ковариация между компонентами x_i и x_j случайного вектора $x = (x_1, x_2, \dots, x_k)$ определяется как

$$\operatorname{cov}(x_i, x_j) = \mathrm{M}[(x_i - \mu_i)(x_j - \mu_j)],$$

где M — *математическое ожидание*, а $\mu = \mathrm{M}(x)$. Очевидно, что $\operatorname{cov}(x_i, x_i) = \sigma_i^2$ есть *дисперсия* x_i. Ковариация величин x_i, x_j, нормированная на дисперсии σ_i^2, σ_j^2, наз. *корреляции коэффициентом*:

$$\rho_{ij} = \operatorname{cov}(x_i, x_j)/\sqrt{\sigma_i^2 \sigma_j^2}.$$

С. В. Клименко.

КОГЕЗИЯ (от лат. cohaesus — связанный, сцепленный) — связь между молекулами (атомами и ионами) внутри тела в пределах одной фазы. В отличие от *адгезии* К. характеризует прочность тела и его способность противодействовать внеш. усилию. Наибольшая К. наблюдается для конденсированных тел.

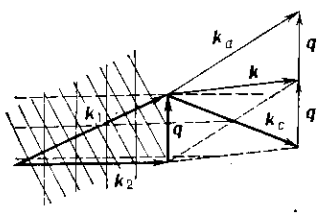
Равновесная работа К. $W_к$ при изотермич. обратимом процессе определяется затратой энергии на разрыв тела и равна $W_к=2\sigma_{12}$, где σ_{12} — поверхностное натяжение вновь образованной после нарушения когезии поверхности 1 на границе с окружающей средой 2 (напр., воздух). Равновесную работу К. жидкости соотносят с равновесной работой адгезии $W_а$. Если $W_а > W_к$, то жидкость растекается по поверхности др. тела; при $W_а=W_к$ достигается полное смачивание; когда $W_к<W_а$, растекание отсутствует.

При нарушении К. изменяется когезионная прочность твёрдого тела, к-рая помимо собственно К. включает усилие на деформацию, течение и др. побочные явления. К. одного тела, находящегося между двумя другими, определяет прочность сварного шва, пайки, клеевых и др. соединений, а по отношению к адгезии — тип (адгезионный, когезионный, адгезионно-когезионный) нарушения контакта между конденсированными телами.

А. Д. Зимон.

КОГЕРЕ́НТНАЯ СПЕКТРОСКОПИ́Я КОМБИНАЦИО́ННОГО РАССЕ́ЯНИЯ — нелинейно-оптич. метод исследования спектров комбинац. рассеяния (КР), когерентный вариант *активной лазерной спектроскопии* комбинац. рассеяния света. В К. с. к. р. исследуют рассеяние не на равновесных элементарных возбуждениях среды, имеющих флуктуац. характер (как в обычной спектроскопии спонтанного *комбинационного рассеяния света*), а рассеяние света в среде, внутр. движения в к-рой предварительно селективно сфазированы с помощью дополнит. лазерных источников света. К. с. к. р. отличается также и от спектроскопии вынужденного комбинац. рассеяния света (см. *Вынужденное рассеяние света*) отсутствием порога по интенсивности.

В К. с. к. р. для фазирования колебаний молекул с частотой Ω используется двухчастотное лазерное излучение, часто́ты компонент к-рого ω_1 и ω_2 подбираются так, чтобы выполнялось условие комбинац. резонанса: $\omega_1-\omega_2\approx\Omega$. При этом на хаотич. внутримолекулярное движение, имеющее флуктуац. характер, накладываются регулярные вынужденные колебания с частотой $\omega_1-\omega_2$, фазы к-рых в разл. молекулах определяются фазами компонент лазерного поля; в результате в среде возбуждается волна когерентных молекулярных колебаний.



Если компоненты двухчастотного лазерного поля накачки представлены плоскими волнами с волновыми векторами k_1 и k_2, то волна когерентных молекулярных колебаний также будет плоской с волновым вектором $q=k_1-k_2$. Рассеяние зондирующего излучения с частотой ω и волновым вектором k носит в этом случае характер дифракции на бегущей волне когерентных молекулярных колебаний (рис.). Вследствие *Доплера эффекта* частота дифрагированной волны отличается от частоты волны зондирующего излучения на $\pm(\omega_1-\omega_2)$, т. е. $\omega_c=\omega-(\omega_1-\omega_2)$ (частота стоксовой компоненты КР) либо $\omega_a=\omega+(\omega_1-\omega_2)$ (частота антистоксовой компоненты КР), а её волновой вектор определяется соотношениями типа условий Брэгга: $k_c=k-q\equiv k-(k_1-k_2)$ (в случае стоксова рассеяния) либо $k_a=k+q\equiv k+(k_1-k_2)$ (в случае антистоксова рассеяния).

С помощью перестраиваемого по частоте источника настоту $\omega_1-\omega_2$ можно сканировать вблизи области комбинац. резонанса и регистрировать при этом изменение интенсивности I (или поляризации, или фазы) дифрагировавшей компоненты зондирующего пучка.

В частном случае плоских волн интенсивности стоксовой I_c и антистоксовой I_a компонент могут быть вычислены из соотношения:

$$I_{a,\,c}=\left(\frac{4\pi^2\omega_{a,\,c}}{c^2}\right)^2\frac{\left|6\chi^{(3)}_{a,\,c}\right|^2}{n^4}II_1I_2L^2\left[\frac{\sin\left(\Delta k_{a,\,c}L/2\right)}{\Delta k_{a,\,c}/2}\right]^2,$$

где I_1 и I_2 — интенсивности соответствующих волн накачки (эрг/см²·с), L — длина области взаимодействия волн (см), $\Delta k_a=|k-k_a+q|$, $\Delta k_c=|k+k_c-q|$; нелинейная восприимчивость среды третьего порядка $\chi^{(3)}_{a,\,c}=\chi^{(3)\,NR}+\chi^{(3)\,R}_{a,\,c}$, где $\chi^{(3)\,NR}$ — нерезонансная электронная, $\chi^{(3)\,R}_{a,\,c}$ — резонансная комбинационная нелинейные восприимчивости среды. Для уединённой компоненты КР лоренцевой формы (см. *Контур спектральной линии*):

$$\chi^{(3)\,R}_{a,\,c}=\overline{\chi}^{(3)\,R}(\mp i-\Delta)^{-1},$$

где

$$\Delta=\frac{\omega_1-\omega_2-\Omega}{\Gamma};\quad \overline{\chi}^{(3)\,R}=\frac{N_a-N_b}{24\hbar\Gamma}\left(\frac{c}{\omega}\right)^4\frac{d\sigma}{d\theta};$$

N_a, N_b — населённости ниж. и верх. уровней исследуемого перехода соответственно; $(d\sigma/d\theta)$ — сечение КР на единицу телесного угла θ; Γ(рад/с) — ширина резонансной спектральной линии КР.

При использовании жёсткой фокусировки лазерных пучков внутрь среды полная мощность рассеянной компоненты определяется только полными мощностями пучков накачки и параметрами среды и может превосходить мощность компонент спонтанного КР на много порядков.

В К. с. к. р. регистрируют рассеянный сигнал в специально выбранном спектральном диапазоне, свободном от засветок возбуждающего излучения и паразитных некогерентных эффектов типа люминесценции (обычно используется антистоксова спектральная область). Высокая коллимированность пучка когерентно рассеянного излучения позволяет эффективно выделять полезный сигнал на фоне некогерентных засветок и помех; при использовании в качестве источников зондирующего излучения узкополосных стабилизированных лазеров достигается высокое спектральное разрешение полос КР, определяемое свёрткой спектров источников. Благодаря интерференц. характеру формы спектральной линии с помощью К. с. к. р. удаётся наблюдать интерференцию нелинейных резонансов разной природы (в частности, электронных и колебат. резонансов в молекулярных средах). Исключительно высокая разрешающая способность отд. модификаций К. с. к. р. путём подбора условий интерференции даёт возможность выявлять скрытую внутр. структуру неоднородно уширенных полос рассеяния, образованных наложившимися друг на друга линиями разной симметрии. «Многомерность» спектров К. с. к. р. обеспечивает значительно более полное, чем в спектроскопии спонтанного КР, изучение оптич. резонансов вещества. В К. с. к. р. разработаны методы получения полных комбинац. спектров за время от 10^{-8} с до 10^{-11} с.

К. с. к. р. широко распространена как метод невозмущающей локальной диагностики поступательной (вращательной, колебательной и т. п.) темп-ры газов, газовых потоков или низкотемпературной плазмы, определения количеств. и качеств. состава смеси, распределения в пространстве и во времени компонент смесей и т. п. К. с. к. р. применяется для исследования процессов в реактивных двигателях, мощных газовых лазерах, в установках для разделения изотопов, в электрич. разрядах, плазме, для исследования кинетики горения и взрыва, процессов обтекания твёрдых тел аэродинамич. потоками и др.

Альтернативой описанному стационарному варианту К. с. к. р. является нестационарная К. с. к. р., в к-рой исследуется во времени процесс дефазировки когерентных молекулярных (решёточных и т. п.) колебаний, возбуждённых парой коротких импульсов, длительность к-рых меньше времён релаксации фазы и энергии исследуемых колебаний.

Лит.: Maker P. D., Terhune R. W., Study of optical effects due to an induced polarization third order in the electric field strength, «Phys. Rev.», 1965, v. 137, № 3A, p. 801; Ахманов С. А. и др., Активная спектроскопия комбинационного рассеяния света с помощью квазинепрерывного перестраиваемого параметрического генератора, «Письма в ЖЭТФ», 1972, т. 15, с. 600; Ахманов С. А., Коротеев Н. И., Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света, М., 1981; Бункин А. Ф., Коротеев Н. И., Нелинейная лазерная спектроскопия газов, газовых потоков и низкотемпературной плазмы, «УФН», 1981, т. 134, с. 93; Нибелер Дж., Найтен Г., Спектроскопия когерентного антистоксова рассеяния света, в кн.: Спектроскопия комбинационного рассеяния света в газах и жидкостях, пер. с англ., М., 1982.
Н. И. Коротеев.

КОГЕРЕ́НТНОЕ РАССЕ́ЯНИЕ СВЕ́ТА — изменение частоты и (или) направления монохроматической пространственно когерентной световой волны (обычно излучения лазера) в оптич. среде, в к-рой исследуемые оптич. моды предварительно селективно возбуждены и сфазированы с помощью дополнительно вводимых в среду когерентных световых пучков со специально подобранными частотами и направлениями распространения. В отличие от спонтанного рассеяния света (см. *Рассеяние света*) элементарные акты К. р. с. протекают согласованно, т. е. когерентно. Такой коллективный характер отклика среды на зондирующее излучение достигается предварительным воздействием на неё дополнит. лазерных источников. В результате радикально изменяется взаимодействие зондирующего излучения с рассеивающей средой — оно приобретает характер дифракции на когерентных возбуждениях среды. Изменяются и характеристики рассеянного света: он становится когерентным, а диаграмма направленности резко анизотропной, интенсивность оказывается пропорциональной квадрату числа рассеивающих частиц, изменяются поляризац. свойства и др.

Оптич. характеристики среды могут изменяться под действием распространяющихся в ней световых волн достаточно большой интенсивности. В частности, возникает нелинейная добавка, $\Delta\varepsilon_{ij}^{(\text{нл})}$, к оптич. диэлектрич. проницаемости: $\varepsilon_{ij}=\varepsilon_{ij}^{(0)}+\Delta\varepsilon_{ij}^{(\text{нл})}$. В центросимметричной среде

$$\Delta\varepsilon_{ij}^{(\text{нл})}=\sum_{k,\,l=1}^{3}\chi_{ijkl}^{(3)}E_kE_l, \qquad (1)$$

где $\chi_{ijkl}^{(3)}$ — тензор *нелинейной восприимчивости* 3-го порядка, E_k, E_l — компоненты электрич. вектора световой волны в среде.

В К. р. с. в качестве возбуждающего излучения (накачки), «приготавливающего» когерентно рассеивающую среду, используется суперпозиция пары плоских монохроматич. волн с частотами ω_1, ω_2 ($\omega_1\geqslant\omega_2$) и волновыми векторами $\boldsymbol{k}_1$, $\boldsymbol{k}_2$:

$$\boldsymbol{E}=\operatorname{Re}\left\{\boldsymbol{E}_1e^{-i(\omega_1t-\boldsymbol{k}_1\boldsymbol{r})}+\boldsymbol{E}_2e^{-i(\omega_2t-\boldsymbol{k}_2\boldsymbol{r})}\right\}. \qquad (2)$$

Биения монохроматич. составляющих поля накачки наводят в среде в соответствии с (1) бегущую (при $\omega_1\neq\omega_2$) либо стоячую (при $\omega_1=\omega_2$) плоскую волну изменений диэлектрич. проницаемости с разностной частотой $\omega_1-\omega_2$ и волновым вектором $\boldsymbol{k}_1-\boldsymbol{k}_2$

$$\Delta\varepsilon^{(\text{нл})}\sim\chi^{(3)}\boldsymbol{E}_1\boldsymbol{E}_2^{*}\exp\left[-i(\omega_1-\omega_2)t+i(\boldsymbol{k}_1-\boldsymbol{k}_2)\boldsymbol{r}\right] \qquad (3)$$

(для простоты у $\Delta\varepsilon^{(\text{нл})}$ и $\chi^{(3)}$ опущены тензорные индексы). Вводимая в возбуждённую среду пробная световая волна с частотой ω и волновым вектором $\boldsymbol{k}$ испытывает дифракцию на бегущей (стоячей) волне $\Delta\varepsilon^{(\text{нл})}$. Из-за *Доплера эффекта* частота дифрагировавшей волны отличается от частоты падающей: она либо меньше $\omega_c=\omega-(\omega_1-\omega_2)$, либо больше $\omega_{ac}=\omega+(\omega_1-\omega_2)$ частоты падающей (соответственно стоксово и антистоксово рассеяние), а направление волнового вектора $\boldsymbol{k}_{c,\,ac}$ и, следовательно, диаграмма направленности когерентно рассеянного света определяются *Брэгга — Вульфа условиями*:

$$\boldsymbol{k}_{c,\,ac}=\boldsymbol{k}\mp(\boldsymbol{k}_1-\boldsymbol{k}_2);\quad k_{c,\,ac}=\omega_{c,\,ac}n_{c,\,ac}/c,$$

где $n_{c,\,ac}$ — «невозмущённое» значение показателя преломления на соответствующей частоте.

Глубина модуляции волны изменений диэлектрич. проницаемости (3), а следовательно, и эффективность дифракции пробной волны испытывают резонансное возрастание, если разность частот волн накачки $\omega_1-\omega_2$ совпадает с частотой Ω_i одного из собственных резонансов среды: внутримолекулярного колебания, электронного перехода в атоме или кристалле и т. п. В феноменологич. нелинейной оптике это оказывается следствием наличия резонанса у восприимчивости $\chi^{(3)}$, испытывающей частотную дисперсию вблизи Ω_i. Микроскопич. теория объясняет это возрастание модуляции наведением оптич. полями накачки корреляций в квантовых переходах, совершаемых под действием света в разл. атомах (молекулах, элементарных кристаллич. ячейках и т. п.) среды или, на классич. языке, фазированием соответствующих атомных (молекулярных и т. п.) осцилляторов, суммарный отклик к-рых определяет макроскопич. поляризацию исследуемой среды под действием света.

Таким образом, в условиях частотного резонанса ($\omega_1-\omega_2=\Omega_i$) распространение волны $\Delta\varepsilon$ есть распространение оптически наведённой волны соответствующих элементарных возбуждений среды. Дифракция пробного пучка на этой волне и представляет собой К. р. с.

В тех случаях, когда исследуемая с помощью К. р. с. собственная оптич. мода среды обладает дисперсией, т. е. когда $\Omega_i=\Omega_i(q)$, где q — волновой вектор, то помимо выполнения условий частотного резонанса необходимо выполнение и условия *фазового синхронизма*: $\boldsymbol{k}_1-\boldsymbol{k}_2=\boldsymbol{q}$. К. р. с. наблюдается на оптически возбуждаемых акустич. фононах, ионных или экситонных поляритонах в кристаллах, на акустич. волнах в газах, жидкостях и плазме.

Исследование эффективности К. р. с. как ф-ции разности частот волн накачки вблизи резонансов среды лежит в основе когерентной спектроскопии комбинационного рассеяния.

Лит.: Ахманов С. А., Коротеев Н. И., Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света, М., 1981. См. также лит. при ст. *Когерентная спектроскопия комбинационного рассеяния.*
Н. И. Коротеев.

КОГЕРЕ́НТНОЕ СОСТОЯ́НИЕ квантового осциллятора — состояние, максимально близкое к состоянию классич. *осциллятора* в том смысле, что произведение неопределённостей (дисперсий) координаты и импульса в этом состоянии принимает минимально возможное в рамках *неопределённостей соотношения* значение. Термин введён Р. Глаубером [1]. С аналогичным свойством *волновые пакеты* строились в начале развития квантовой механики Э. Шрёдингером [2]. В К. с. гармонич. осциллятора волновой пакет не расплывается, а его центр движется по классической траектории.

Дисперсии координаты и импульса одномерного квантового гармонич. осциллятора в К. с. (с *вектором состояния* $|\alpha\rangle$) равны соответственно $\Delta x=l/\sqrt{2}$ и $\Delta p=\frac{\hbar}{l}\sqrt{2}$, где l — амплитуда *нулевых колебаний*, так что $\Delta p\Delta x=\hbar/2$. При этом изменение во времени ср. значений координаты и импульса соответствует классич. траекториям, а Δx и Δp остаются постоянными, т. е., эволюционируя, К. с. остаётся когерентным.

К. с. $|\alpha\rangle$ осциллятора массы m и частоты ω описывается нормированной волновой ф-цией, имеющей в

координатном представлении вид гауссова волнового пакета (см. *Гаусса распределение*):

$$\psi_\alpha(x)=\pi^{-1/4}l^{-1/2}\exp\left(-\frac{x^2}{2l^2}-\frac{|\alpha|^2}{2}+\frac{\sqrt{2}\alpha x}{l}-\frac{\alpha^2}{2}\right).$$

Здесь $l=(\hbar/m\omega)^{1/2}$, α — любое комплексное число, действит. часть к-рого связана со ср. значением оператора координаты $(\hat{x})$ в состоянии $|\alpha\rangle$: $\mathrm{Re}\,\alpha=\langle\alpha|\hat{x}|\alpha\rangle/\sqrt{2}\,l$, а мнимая — со ср. значением оператора импульса $(\hat{p})$: $\mathrm{Im}\,\alpha=l\langle\alpha|\hat{p}|\alpha\rangle/\sqrt{2}\,\hbar$. Т. о., положение центра x_c гауссова пакета в К. с. определяется числом α: $x_c=\sqrt{2}\,l\,\mathrm{Re}\,\alpha$. В импульсном представлении волновая ф-ция К. с. также имеет вид гауссова пакета:

$$\psi_\alpha(p)=\pi^{-1/4}\left(\frac{l}{\hbar}\right)^{1/2}\times$$
$$\times\exp\left(-\frac{p^2l^2}{2\hbar^2}-\frac{|\alpha|^2}{2}+\frac{\sqrt{2}\alpha pl}{\hbar}-\frac{\alpha^2}{2}\right).$$

Вместо операторов $\hat{x}$ и $\hat{p}$ удобно ввести операторы уничтожения $\hat{a}$ и рождения $\hat{a}^+$:

$$\hat{a}=\frac{1}{\sqrt{2}}\left(\frac{\hat{x}}{l}+\frac{i\hat{p}l}{\hbar}\right),\quad \hat{a}^+=\frac{1}{\sqrt{2}}\left(\frac{\hat{x}}{l}-\frac{i\hat{p}l}{\hbar}\right)$$

(крест означает эрмитово сопряжение). Название операторов связано с тем, что действие $\hat{a}^+$ на состояние $|n\rangle$ гармонич. осциллятора с заданной энергией $\mathcal{E}_n=\omega(n+1/2)$ $(n=0,\ 1,\ 2,\ \ldots)$ переводит осциллятор в возбуждённое состояние $|n+1\rangle$, увеличивая его энергию на квант энергии $\hbar\omega$, а действие $\hat{a}$ на $|n\rangle$ уменьшает его энергию на этот же квант.

К. с. $|\alpha\rangle$ является собственным состоянием оператора уничтожения:

$$\hat{a}|\alpha\rangle=\alpha|\alpha\rangle.$$

Оно получается действием унитарного оператора $\hat{D}(\alpha)=\exp(\alpha a^+-\alpha^*\hat{a})$ на вектор осн. (вакуумного) состояния $|0\rangle$, $|\alpha\rangle=\hat{D}(\alpha)|0\rangle$, $\hat{a}|0\rangle=0$ (звёздочкой помечено комплексное сопряжение). $\hat{D}(\alpha)$ наз. оператором сдвига, т. к. он смещает центр волнового пакета на величину $\sqrt{2}\,\alpha l$.

Скалярное произведение двух векторов К. с. (или матричный элемент единичного оператора в представлении К. с.) имеет вид

$$\langle\alpha|\beta\rangle=\exp\left(-\frac{|\alpha|^2}{2}-\frac{|\beta|^2}{2}+\alpha^*\beta\right)$$

и не равно нулю при $\alpha\neq\beta$, т. е. К. с. неортогональны. Однако квадрат модуля скалярного произведения

$$|\langle\alpha|\beta\rangle|^2=\exp(-|\alpha-\beta|^2)$$

очень быстро стремится к нулю при $|\alpha-\beta|\gg1$, что физически отвечает уменьшению перекрытия двух волновых пакетов, центры к-рых раздвигаются (поскольку α и β определяют центры этих пакетов).

По состояниям $|n\rangle$ с заданной энергией К. с. разлагается в ряд:

$$|\alpha\rangle=\exp\left(-\frac{|\alpha|^2}{2}\right)\sum_{n=0}^{\infty}\frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}}|n\rangle.$$

Это означает, что $\exp(|\alpha|^2/2)|\alpha\rangle$ является производящей ф-цией для состояний $|n\rangle$.

Ср. значение энергии осциллятора в К. с. $|\alpha\rangle$ определяется ф-лой

$$\mathcal{E}_\alpha=\hbar\omega(|\alpha|^2+1/2),$$

а распределение по уровням энергии является распределением Пуассона:

$$\mathcal{P}_\alpha(n)=\exp(-|\alpha|^2)\frac{|\alpha|^{2n}}{n!}.$$

При этом эволюция К. с. задаётся ф-лой

$$|\alpha\rangle\to e^{-i\omega t/2}|\alpha e^{-i\omega t}\rangle.$$

К. с. $|\alpha\rangle$ образуют полную, точнее переполненную, систему векторов состояний; разложение единичного оператора $\hat{I}$ имеет вид

$$\hat{I}=\pi^{-1}\int_{-\infty}^{\infty}\int d(\mathrm{Re}\,\alpha)\,d(\mathrm{Im}\,\alpha)\,|\alpha\rangle\langle\alpha|.$$

Произвольный вектор состояния $|\Psi\rangle$ может быть разложен по К. с.:

$$|\Psi\rangle=\pi^{-1}\int_{-\infty}^{\infty}\int|\alpha\rangle\langle\alpha|\Psi\rangle\,d(\mathrm{Re}\,\alpha)\,d(\mathrm{Im}\,\alpha).$$

В квантовой теории поля система частиц с целым спином — бозонов (фотонов, π-мезонов и т. д.) — описывается как бесконечный набор квантовых гармонич. осцилляторов. Возбуждённому состоянию осциллятора $|n\rangle$ отвечает при этом совокупность n бозонов с энергией $\hbar\omega$. В этом случае оператор уничтожения $\hat{a}$ уменьшает, а оператор рождения $\hat{a}^+$ увеличивает число частиц в системе на единицу.

К. с. квантованного эл.-магн. поля (и других бозеполей) вводятся на основе представления гамильтониана поля в виде суммы гамильтонианов гармонич. осцилляторов, отвечающих разл. модам колебаний поля. Для моды определ. частоты и поляризации эл.-магн. поля К. с. описывается приведёнными выше ф-лами, при этом в К. с. число фотонов неопределённо, а распределение по числу фотонов является распределением Пуассона. Если все осцилляторы поля находятся в К. с., то состояние квантового поля наиб. близко к классическому.

Важность К. с. в физике обусловлена тем, что во мн. случаях физ. квантованные поля находятся именно в таких состояниях. Напр., классич. ток, создаваемый движущимися электрич. зарядами, излучает фотоны, находящиеся в К. с. *Инфракрасная расходимость* в квантовой электродинамике объясняется и устраняется учётом того, что квантованное поле в случае малых частот находится в К. с. При точном квантовомеханич. описании когерентных источников света с необходимостью возникают К. с. эл.-магн. поля. Свойства *сверхтекучести* и *сверхпроводимости* также могут быть объяснены тем, что соответственно сверхтекучая компонента в жидком гелии и куперовские пары в сверхпроводниках находятся в К. с. Это же относится и к др. явлениям с упорядочением.

Для произвольных квантовых систем с N степенями свободы К. с. вводятся по след. схеме. Находятся N неэрмитовых интегралов движения $\hat{A}_i=\hat{U}(t)\hat{a}_i\hat{U}^{-1}(t)$ с бозонными коммутац. соотношениями $[\hat{A}_i,\ \hat{A}_k^+]=\delta_{ik}$, где $\hat{U}(t)$ — оператор эволюции системы, переводящий вектор состояния, заданный в нач. момент времени, $|\Psi(0)\rangle$, в вектор состояния $|\Psi(t)\rangle=\hat{U}(t)|\Psi(0)\rangle$; $\hat{a}_i$ — оператор уничтожения, действит. и мнимая части к-рого определяют нач. точку траектории системы в фазовом пространстве ср. координат и импульсов (δ_{ik} — символ Кронекера). Затем находится нормированный вакуумный вектор (вектор осн. состояния) из решения системы ур-ний $\hat{A}_i|0\rangle=0$. Действием на этот вектор оператора сдвига строится К. с.:

$$|\alpha\rangle=\prod_{i=1}^{N}\exp(\alpha_i\hat{A}_i^+-\alpha_i^*\hat{A}_i)|0\rangle,$$

удовлетворяющее временно́му ур-нию Шрёдингера.

Для квантовых систем общего вида ср. изменения координат и импульсов, вообще говоря, не соответствуют классич. траекториям, а волновые ф-ции в К. с. являются гауссовыми пакетами только в нач. момент времени — произведение неопределённостей координаты и импульса не остаётся со временем равным $\hbar/2$.

Однако существенным для расчётов является свойство К. с. быть производящей ф-цией для состояний — аналогов состояний с заданной энергией стационарного квантового осциллятора. Как пример для квантовых систем, описываемых нестационарным гамильтонианом квадратичной формы по операторам координат и импульсов, это свойство позволяет найти точно (не по теории возмущений) через многомерные полиномы Эрмита вероятности переходов между уровнями энергии N-мерного гармонич. осциллятора при параметрич. возбуждении самого общего типа [3].

Особым видом К. с. являются т. н. с ж а т ы е (squeezed) К. с. В этих состояниях волновые пакеты — гауссовы, но $\Delta x = l/\sqrt{2}\,\mu$, $\Delta p = \mu\hbar/\sqrt{2}\,l$, где μ — любое положит. число; при этом по-прежнему $\Delta p \Delta x = \hbar/2$. Такие состояния важны, напр., при попытках (пока не реализованных) построить детекторы гравитац. волн интерференц. типа.

Лит.: 1) G l a u b e r R. J., Photon correlations, «Phys. Rev. Lett.», 1963, v. 10, p. 84; 2) S c h r ö d i n g e r E., Der stetige Übergang von der Mikro- zur Makromechanik, «Naturwiss.», 1926, Bd 14, S. 664; 3) М а л к и н И. А., М а н ь к о В. И., Динамические симметрии и когерентные состояния квантовых систем, М., 1979; 4) Когерентные состояния в квантовой теории. Сб. ст., пер. с англ., М., 1972. *В. И. Манько.*

КОГЕРЕ́НТНОЕ УСКОРЕ́НИЕ — принцип ускорения заряж. частиц, в к-ром для целей ускорения используются собственные поля сгустков заряж. частиц; предложен и назван В. И. Векслером в 1956. Он рассмотрел случаи взаимодействия плотного сгустка частиц с эл.-магн. волной, струёй быстрых электронов или с др. налетающим сгустком. На геом. размеры сгустка были наложены такие условия, к-рые обеспечивали когерентность (синхронность) взаимодействия внеш. эл.-магн. волны со всеми частицами сгустка. При этом сила взаимодействия пропорц. N^2, где N — число частиц в сгустке. Принцип К. у. фактически послужил основой для развившихся позднее *коллективных методов ускорения*. *В. П. Саранцев.*

КОГЕРЕ́НТНОСТЬ (от лат. cohaerens — находящийся в связи) — коррелированное протекание во времени и в пространстве неск. случайных колебат. или волновых процессов, позволяющее получить при их сложении чёткую интерференц. картину. Первоначально понятие К. возникло в оптике, однако оно относится к волновым полям любой природы: эл.-магн. волнам произвольного диапазона, упругим волнам, волнам в плазме, квантовомеханич. волнам амплитуды вероятностей и т. д.

Существование интерференц. картины является прямым следствием *суперпозиции принципа* для линейных колебаний и волн. Однако в реальных условиях всегда существуют хаотич. флуктуации волнового поля, в частности разности фаз взаимодействующих волн, что приводит к быстрому перемещению интерференц. картины в пространстве. Если через каждую точку за время измерения успевают многократно пройти максимумы и минимумы интерференц. картины, то зарегистрированное ср. значение интенсивности волны окажется в разл. точках одинаковым и интерференц. полосы расплывутся. Чтобы зарегистрировать чёткую интерференц. картину, необходима такая стабильность случайных фазовых соотношений, при к-рой смещение интерференц. полос за время измерения составляет лишь небольшую часть от их ширины. Поэтому качеств. понятие К. можно определить как необходимую стабильность случайных фазовых соотношений за время регистрации интерференц. картины.

Такое качеств. понятие К. в ряде случаев оказывается неудобным или недостаточным. Напр., при разл. способах регистрации интерференц. картины может оказаться, что необходимое для этого время различно, так что волна, когерентная по результатам одного эксперимента, некогерентна по результатам другого. В связи с этим удобно иметь количеств. меру степени когерентности, не зависящую от способа измерения интерференц. картины.

Если волновое поле $E(\boldsymbol{r}, t)$ описывается при помощи комплексной амплитуды $u(\boldsymbol{r}, t)$, так что $E = \mathrm{Re}\, u\,\{u(\boldsymbol{r}, t)$ может быть, напр., *аналитическим сигналом*], то функция взаимной когерентности второго порядка Γ_2 определяется как ср. значение:

$$\Gamma_2(\boldsymbol{r}, t; \boldsymbol{r}', t') = \overline{u(\boldsymbol{r}, t)\, u^*(\boldsymbol{r}', t')}. \qquad (1)$$

Черта сверху обозначает статистич. усреднение по флуктуациям волнового поля, причём флуктуировать могут как фаза, так и амплитуда волны; $*$ означает комплексное сопряжение. Случайная (мгновенная) интенсивность (плотность энергии) волны пропорц. величине $I(\boldsymbol{r}, t) = |u(\boldsymbol{r}, t)|^2$. Её ср. значение связано с Γ_2 ф-лой $\overline{I}(\boldsymbol{r}, t) = \Gamma_2(\boldsymbol{r}, t; \boldsymbol{r}, t)$. Ср. вектор плотности потока энергии $\boldsymbol{S}$ также выражается через Γ_2:

$$\boldsymbol{S}(\boldsymbol{r}, t) = \frac{1}{2i}\left[\frac{\partial \Gamma_2(\boldsymbol{r}, t; \boldsymbol{r}', t)}{\partial \boldsymbol{r}} - \frac{\partial \Gamma_2(\boldsymbol{r}, t; \boldsymbol{r}', t)}{\partial \boldsymbol{r}'}\right]_{\boldsymbol{r}' = \boldsymbol{r}}.$$

Для многокомпонентного (напр., эл.-магн.) поля скалярная ф-ция Γ_2 заменяется тензором второго ранга.

Если суммарное волновое поле $v(\boldsymbol{r}, t)$ в нек-рой точке является результатом сложения исходных полей $u(\boldsymbol{r}_1, t_1) = u_1$, $u(\boldsymbol{r}_2, t_2) = u_2$, т. е. $v = u_1 + u_2$, то его ср. интенсивность $\overline{I}_\Sigma = \overline{|v^2|}$ выражается через u_1 и u_2 ф-лой

$$\overline{I}_\Sigma = \overline{|u_1 + u_2|^2} = \overline{|u_1|^2} + \overline{|u_2|^2} + 2\,\mathrm{Re}\,\overline{u_1 u_2^*} =$$
$$= \overline{I}(\boldsymbol{r}_1, t_1) + \overline{I}(\boldsymbol{r}_2, t_2) + 2\,\mathrm{Re}\,\Gamma_2(\boldsymbol{r}_1, t_1; \boldsymbol{r}_2, t_2). \qquad (2)$$

Величину

$$\gamma(\boldsymbol{r}_1, t_1; \boldsymbol{r}_2, t_2) = \frac{\Gamma_2(\boldsymbol{r}_1, t_1; \boldsymbol{r}_2, t_2)}{\sqrt{\overline{I}(\boldsymbol{r}_1, t_1)\,\overline{I}(\boldsymbol{r}_2, t_2)}} \qquad (3)$$

наз. комплексной степенью когерентности полей в пространственно-временных точках $(\boldsymbol{r}_1, t_1)$ и $(\boldsymbol{r}_2, t_2)$. Из (3) следует, что $|\gamma| \leqslant 1$.

Чёткость интерференц. картины непосредственно связана с величиной γ. Если интенсивности интерферирующих пучков одинаковы (чего всегда можно добиться в эксперименте), т. е. $\overline{I}(\boldsymbol{r}_1, t_1) = \overline{I}(\boldsymbol{r}_2, t_2) = I_0$, то на основании (2) можно записать

$$\overline{I}_\Sigma = 2I_0\,[1 + \mathrm{Re}\,(\Gamma_2/I_0)] = 2I_0\,[1 + \mathrm{Re}\,\gamma].$$

Если представить γ в виде $\gamma = |\gamma| \exp(i\varphi)$, то $I_\Sigma = 2\,I_0(1 + |\gamma| \cos\varphi)$. Обычно в пределах интерференц. картины $|\gamma|$ изменяется гораздо слабее, чем $\cos\varphi$. В этом случае максимумы распределения $\overline{I}_\Sigma$ соответствуют тем местам, где $\cos\varphi = +1$, а минимумы — значениям $\cos\varphi = -1$, тогда $\overline{I}_{\Sigma,\,\text{макс}} = 2\,I_0\,(1 + |\gamma|)$, $\overline{I}_{\Sigma,\,\text{мин}} = 2\,I_0\,(1 - |\gamma|)$, а для относит. контраста интерференц. картины (её «видности»)

$$\beta = \frac{\overline{I}_{\Sigma,\,\text{макс}} - \overline{I}_{\Sigma,\,\text{мин}}}{\overline{I}_{\Sigma,\,\text{макс}} + \overline{I}_{\Sigma,\,\text{мин}}} \qquad (4)$$

получаем $\beta = |\gamma|$.

Т. о., «видность» интерференц. картины непосредственно выражается через степень когерентности, т. е. в конечном счёте через ф-цию Γ_2. Максимально чёткой интерференц. картине, в к-рой $\overline{I}_{\Sigma,\,\text{мин}} = 0$, соответствует значение $|\gamma| = 1$. Полностью замытой интерференц. картине, в к-рой $\overline{I}_{\Sigma,\,\text{макс}} = \overline{I}_{\Sigma,\,\text{мин}}$, соответствует $\gamma = 0$.

Величину $|\gamma|$ можно непосредственно измерить при помощи соотношения (4), если предварительно обеспечить равенство ср. интенсивностей $\overline{I}_1 = \overline{I}_2$. Величина $\varphi = \arg\gamma$ определяет смещение интерференц. полос.

Из определения γ следует, что степень когерентности максимальна при совмещении точек наблюдения: $\gamma(\boldsymbol{r}, t; \boldsymbol{r}, t) = 1$. Характерный масштаб τ_0 спадания ф-ции $|\gamma|$ по переменной $\tau = t_2 - t_1$ наз. *временем когерентности*. Если при наложении волновых полей временной сдвиг

τ между ними мал по сравнению с τ_0, то может быть получена чёткая интерференц. картина. В противоположном случае $\tau \gg \tau_0$ интерференция наблюдаться не будет. Величина τ_0 также ограничивает время измерения интерференц. картины, о к-ром говорилось выше. Величина $l_0 = c\tau_0$, где c — скорость распространения волны рассматриваемого типа, наз. продольным радиусом когерентности (длиной когерентности).

Если рассмотреть волновой пучок с чётко выделенным направлением распространения, то при разнесении точек наблюдения поперёк этого направления ф-ция $|\gamma|$ также будет убывать. Характерный масштаб спадания $|\gamma|$ в этом случае наз. поперечным радиусом когерентности r_0. Эта величина характеризует размер тех участков волнового фронта, от к-рых может быть получена чёткая интерференц. картина. По мере распространения волны в однородной среде величина r_0 возрастает за счёт дифракции (см. *Ван-Циттерта—Цернике теорема*). Произведение $l_0 r_0^2 = V_0$ характеризует объём когерентности, в пределах к-рого случайная фаза волны меняется на величину, не превосходящую π.

К. волновых полей можно исследовать и косвенным путём, изучая корреляцию флуктуаций мгновенной интенсивности I. При этом время измерения должно быть малым по сравнению с τ_0, а поперечный размер детектора — малым по сравнению с r_0. Корреляц. ф-цию флуктуаций интенсивности $\overline{I(\boldsymbol{r}, t)\, I(\boldsymbol{r}', t')} - \overline{I}(\boldsymbol{r}, t)\, \overline{I}(\boldsymbol{r}', t') = B_I(\boldsymbol{r}, t; \boldsymbol{r}', t')$ можно найти, если наряду с Γ_2 известна и ф-ция К. четвёртого порядка:

$$\Gamma_4(\boldsymbol{r}_1, t_1; \ldots; \boldsymbol{r}_4, t_4) = \overline{u(\boldsymbol{r}_1, t_1)\, u(\boldsymbol{r}_2, t_2)\, u^*(\boldsymbol{r}_3, t_3)\, u^*(\boldsymbol{r}_4, t_4)}.$$

Если случайное поле $u(\boldsymbol{r}, t)$ является гауссовым (напр., создаётся тепловым источником), причём $\overline{u}=0$, $\overline{u_1 u_2}=0$ (но, разумеется, $\overline{u_1 u_2^*} \neq 0$), то Γ_4 можно выразить через Γ_2 по ф-лам, справедливым для гауссовых случайных полей:

$$\frac{B_I(\boldsymbol{r}, t; \boldsymbol{r}', t')}{\overline{I}(\boldsymbol{r}, t)\, \overline{I}(\boldsymbol{r}', t')} = |\gamma(\boldsymbol{r}, t; \boldsymbol{r}', t')|^2.$$

Поэтому для гауссовых волновых полей измерения величины B_I могут дать сведения о модуле степени К. $|\gamma|$ (см. *Интерферометр интенсивности*).

В общем случае измерений интенсивности волнового поля в n точках для описания результатов опыта достаточно знать ф-цию К. порядка $2n$:

$$\Gamma_{2n} = \overline{u(\boldsymbol{r}_1, t_1)\, u^*(\boldsymbol{r}_1', t_1') \ldots u(\boldsymbol{r}_n, t_n)\, u^*(\boldsymbol{r}_n', t_n')}.$$

Эти же ф-ции описывают результаты экспериментов по статистике фотоотсчётов, когда измеряются корреляции чисел фотонов, зарегистрированных в разл. точках $\boldsymbol{r}_1, \ldots, \boldsymbol{r}_n$.

Квантовые шумы могут существенно исказить результаты интерференц. опыта, если полное число фотонов, зарегистрированных в максимуме интерференц. картины, невелико. Т. к. при осуществлении интерференц. опыта можно собрать излучение с площади, имеющей порядок величины r_0^2, и проводить измерения в течение времени τ_0, то при этом будут использованы все фотоны из объёма $c\tau_0 r_0^2 = V_0$, т. е. из объёма когерентности. Если ср. число N фотонов в объёме К., называемое параметром вырождения, велико, то квантовые флуктуации числа зарегистрированных фотонов относительно невелики ($\sim N^{-1/2}$) и не оказывают существ. влияния на результат измерений. Если же N невелико, то эти флуктуации будут препятствовать измерениям.

Термин «К.» употребляется и в более широком смысле. Так, в квантовой механике состояния, для к-рых реализуется минимум в *неопределённостей соотношении*, наз. *когерентными состояниями*. В разл. областях физики термин «К.» применяется для описания коррелиров. поведения большого числа частиц (как это имеет место, напр., при *сверхтекучести*). Термин «когерентные структуры» в разл. областях науки применяется для обозначения спонтанно возникающих устойчивых образований, сохраняющих нек-рые закономерные свойства на фоне хаотич. флуктуаций.

Лит.: Вольф Э., Мандель Л., Когерентные свойства оптических полей, пер. с англ., «УФН», 1965, т. 87, с. 491; 1966, т. 88, с. 347, 619; О'Нейл Э., Введение в статистическую оптику, пер. с англ., М., 1966; Борн М., Вольф Э., Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973; Клаудер Дж., Сударшан Э., Основы квантовой оптики, пер. с англ., М., 1970; Перина Я., Когерентность света, пер. с англ., М., 1974.

В. И. Татарский.

КОГЕРЕ́НТНОСТЬ СВЕ́ТА — взаимная согласованность протекания во времени световых колебаний в разных точках пространства и (или) времени, характеризующая их способность к интерференции. В общем случае световые колебания частично когерентны и количественно их когерентность измеряется степенью взаимной когерентности (с. в. к.), к-рая определяет контраст интерференционной картины (и. к.) в том или ином интерференц. эксперименте. Напр., в класс. опыте Юнга протяжённый источник света σ освещает экран A (рис. 1). Выделяя малыми отверстиями *1* и *2* два участка светового поля, можно исследовать распределение освещённости на удалённом экране B. Интенсивность света I в нек-рой точке Q экрана B в типичном случае квазимонохроматич. источника (ширина спектра $\Delta\nu$ мала по сравнению со ср. частотой ν) даётся выражением

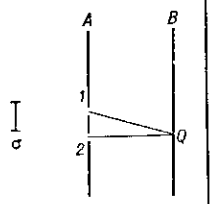


Рис. 1. Схема опыта Юнга.

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}\, |\gamma_{12}(\tau)| \cos(2\pi\nu\tau + \varphi). \qquad (1)$$

Здесь I_1 и I_2 — ср. интенсивности в точке Q при освещении экрана B порознь через отверстия *1* и *2*; $|\gamma_{12}(\tau)|$ — с. в. к., являющаяся ф-цией расстояния между отверстиями *1* и *2* и разности времени τ распространения света от точек *1* и *2* до точки Q; φ — постоянная фаза, зависящая от положения отверстий *1* и *2* относительно источника. В частном случае $I_1 = I_2$ с. в. к. определяется через макс. и соседнее мин. значение интенсивностей в и. к.:

$$|\gamma_{12}(\tau)| = \frac{I_{\text{макс}} - I_{\text{мин}}}{I_{\text{макс}} + I_{\text{мин}}}. \qquad (2)$$

С. в. к. колебаний в двух точках поля может быть вычислена аналитически, если известны спектр излучения, распределение интенсивностей и относит. фазы элементарных излучателей источника света. Это эквивалентно знанию ф-ции корреляции $G_{12}(\tau) = \langle V_1(t) \cdot V_2^*(t+\tau)\rangle$ полей $V_i(t)$ в точках *1* и *2*, взятых в соответствующие моменты времени. Угл. скобки означают усреднение по времени, звёздочка отмечает сопряжение амплитуды V поля, представленной в комплексной форме. При этом

$$|\gamma_{12}(\tau)| = \frac{|G_{12}(\tau)|}{\langle |V_1(t)|\rangle \langle |V_2(t)|\rangle}. \qquad (3)$$

При пространственно-временном сближении точек *1* и *2* случайные световые поля $V_1(t)$ и $V_2(t)$, образованные наложением полей множества элементов источника σ (в общем случае независимых), становятся всё более подобными и в пределе тождественными, чему соответствует полная взаимная когерентность, т. е. $|\gamma_{11}(0)| = 1$. По мере взаимного удаления точек *1* и *2* корреляция между процессами V_1 и V_2 падает, т. к. поля элементарных излучателей для точек *1* и *2* суммируются теперь с разл. амплитудами и фазами из-за разности расстояний до этих точек. Различие во временах τ также приводит к снижению корреляции ввиду конечной ширины спектра излучения. При этом конкретные механизмы потери корреляции могут быть различными. Напр., если излучателями служат идентич-

ные по частоте излучения возбуждённые атомы, то за время τ часть атомов кончает излучать и начинают излучать другие с новыми независимыми фазами. Это приводит к снижению с. в. к. вплоть до нуля.

В случае небольших угл. размеров источника света целесообразно вместо пространственно-временной с. в. к. рассматривать две — пространственную когерентность $|\gamma_{12}(0)|\equiv\gamma_{12}$ и временну́ю когерентность $|\gamma_{11}(\tau)|\equiv\gamma(\tau)$ с характерными параметрами — площадью когерентности S_0 и временем когерентности τ_0.

П л о щ а д ь к о г е р е н т н о с т и — площадь S_0 на плоскости, нормальной направлению на источник, ограниченная кривой, в пределах к-рой с. в. к. между любыми двумя точками не падает ниже нек-рой заданной величины $\gamma_{12}^{\text{мин}}$. Для удалённого квазимонохроматич. источника, все элементы к-рого излучают независимо, γ_{12} даётся пространственным преобразованием Фурье от распределения интенсивностей по площади источника. Напр., для источника в виде плоского диска постоянной светимости $\gamma_{12}=|2J_1(z)/z|$, где J_1 — ф-ция Бесселя первого рода, $z=\alpha r/\lambda$, λ — ср. длина волны, α — угл. размер источника; r — расстояние между точками *1* и *2*. График $\gamma_{12}(z)$ приведён на рис. 2. Площади когерентности при освещении обычными источниками, как правило, очень малы. Напр., в солнечном свете с. в. к. первый раз обращается в нуль уже для точек, удалённых друг от друга на $3\cdot10^{-3}$ см, что и определяет трудности наблюдения интерференции в экспериментах типа Юнга. По мере уменьшения угл. размера источника площадь когерентности растёт. На измерении ф-ции $\gamma_{12}(z)$ основан метод Майкельсона определения диаметра звёзд (см. *Интерферометр звёздный*). Для лазеров площадь когерентности может перекрывать всё сечение пучка. В этом случае высокая с. в. к. является следствием вынужденного (и тем самым согласованного) характера испускания света частицами его рабочей среды в резонаторе, выделяющем типы колебаний малой угл. расходимости.

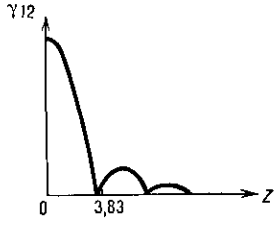


Рис. 2. Зависимость степени взаимной корреляции от расстояния r между двумя отверстиями.

В р е м е н е м к о г е р е н т н о с т и τ_0 наз. мин. задержка τ между интерферирующими световыми волнами, снижающая $\gamma(\tau)$ до заданной малой величины, напр. до 0. Зависимость $\gamma(\tau)$ даётся преобразованием Фурье от спектра мощности поля. Для поля с шириной спектра $\Delta\nu$ время когерентности $\tau_0\simeq1/4\pi\Delta\nu$. Для разл. источников света τ_0 меняется в широких пределах. Напр., для солнечного света $\tau_0\sim10^{-15}$ с, чему соответствует д л и н а к о г е р е н т н о с т и $\delta_0=c\tau_0$ (c — скорость света) порядка доли микрона. Для узких спектральных линий газоразрядных источников света δ_0 доходит до десятков см. Для одночастотных лазеров τ_0 может доходить до долей секунды, и соответственно δ_0 измеряется многими тысячами км. Если световое поле содержит неск. раздельных спектральных линий, то $\gamma(\tau)$ является немонотонно убывающей ф-цией τ. Напр., если спектр состоит из двух линий ν_1 и ν_2, то $\gamma(\tau)$ периодична с периодом $(\nu_1-\nu_2)^{-1}$. Это характерно для лазерных источников.

Строго говоря, взаимно когерентны только поля, полученные от общего источника. Поля независимых источников некогерентны. Однако поля независимых источников с очень узкими спектральными линиями при наложении обнаруживают интерференцию, если наблюдение производится в течение времени $\Delta t\ll\Delta\nu^{-1}$, $(\nu_1-\nu_2)^{-1}$, где ν_1 и ν_2 — ср. частоты полей источников, $\Delta\nu$ — бóльшая из ширин линий ν_1 и ν_2. Через промежуток времени порядка $\Delta\nu^{-1}$ или $(\nu_1-\nu_2)^{-1}$ и. к. меняется и при усреднении по интервалу времени $\Delta t\gg\Delta\nu^{-1}$, $(\nu_1-\nu_2)^{-1}$ полностью замывается. Такую нестационарную и. к. можно регистрировать, фотографируя с достаточно малым временем экспозиции, однако чаще наблюдение ведётся с помощью фотоэлектрич. приёмника. При этом интерференция проявляется в виде зависимости от времени сигнала приёмника: при $\nu_1\neq\nu_2$ сигнал квазипериодичен (с в е т о в ы е б и е н и я), а при $\nu_1=\nu_2$ меняется во времени перегулярно с временем корреляции порядка $\Delta\nu^{-1}$. Для описания такой нестационарной интерференции можно использовать понятие когерентности, имея при этом в виду в ф-ле (3) усреднение по огранич. интервалу времени Δt.

Нестационарная интерференция наблюдается только при достаточно высокой яркости источников света. Критерием является число фотонов в о б ъ ё м е к о г е р е н т н о с т и $V_0=S_0\delta_0$, к-рое должно быть не слишком малым по сравнению с 1. Практически нестационарная интерференция имеет место только с лазерными источниками. Очень слабые проявления остаточной нестационарной интерференции в полях тепловых источников света наблюдаются в экспериментах по спектроскопии шумов излучения и по корреляции интенсивностей. Для их теоретич. описания помимо рассмотренной К. с. вводится когерентность второго порядка, выражающаяся через ф-ции корреляции уже не полей, а интенсивностей (см. *Квантовая оптика*, *Квантовая когерентность*).

Лит.: Г л а у б е р Р., Оптическая когерентность и статистика фотонов, в кн.: Квантовая оптика и квантовая радиофизика, пер. с англ., франц., М., 1966; Ф р а н с о н М., С л а н с к и й С., Когерентность в оптике, пер. с франц., М., 1967; Б о р н М., В о л ь ф Э., Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973.
Е. Б. Александров.

КОГЕРЕ́НТНЫЕ И НЕКОГЕРЕ́НТНЫЕ НЕЛИНЕ́ЙНЫЕ ОПТИ́ЧЕСКИЕ ПРОЦЕ́ССЫ. Когерентными наз. процессы нелинейного *взаимодействия световых волн*, существенно зависящие от фазовых соотношений. Соответственно, к некогерентным относятся нелинейные оптич. процессы, зависящие лишь от интенсивностей волн. Понятия когерентности и некогерентности в *нелинейной оптике* играют важную роль, в первую очередь при классификации многоволновых взаимодействий (многофотонных процессов) и резонансных эффектов.

Многоволновые взаимодействия наз. когерентными, если они происходят без передачи энергии среде. В этом случае фазовое согласование отдельных компонент поля возникает в результате одновременного выполнения законов сохранения энергии и импульса только для волн, без участия среды. Такие процессы наз. также параметрическими. (Подробнее см. *Многофотонные процессы*.)

При взаимодействии световых полей в условиях одно- или многофотонных резонансов с квантовыми переходами в среде когерентными наз. нестационарные процессы, за время развития к-рых фазовые соотношения между полем и откликом вещества не успевают существенно нарушиться релаксацией (см. *Оптическая нутация*, *Самоиндуцированная прозрачность*, *Фотонное эхо*). В противоположном случае процессы становятся некогерентными (см., напр., *Насыщения эффект*).

Представления о когерентности процессов используются также при анализе распространения волн в нелинейных средах, когда необходимо учитывать пространственную эволюцию фазовых соотношений. В этом случае процесс может быть когерентен локально, а при распространении в среде может произойти полная или частичная потеря когерентности. Подобная ситуация реализуется, напр., при параметрическом взаимодействии случайно модулированных волн в диспергирующих средах.

Лит.: А х м а н о в С. А., Х о х л о в Р. В., Проблемы нелинейной оптики, М., 1964; Б л о м б е р г е н Н., Нелинейная оптика, пер. с англ., М., 1966; А л л е н Л., Э б е р л и Д., Оптический резонанс и двухуровневые атомы, пер. с англ., М., 1978; А х м а н о в С. А., Д ь я к о в Ю. Е.,

Чиркин А. С., Введение в статистическую радиофизику и оптику, М., 1981. *К. Н. Драбович.*

КОДИРОВАНИЕ ИНФОРМАЦИИ — установление соответствия между элементами сообщения и сигналами, при помощи к-рых эти элементы могут быть зафиксированы.

Пусть B, $b_i \in B$, $i=\overline{1, n}$ — множество элементов *сообщения*, A — алфавит с символами $a_j \in A$, $j=\overline{1, m}$. Пусть конечная последовательность символов наз. словом в данном алфавите. Множество слов в алфавите A наз. к о д о м, если оно поставлено во взаимно однозначное соответствие с множеством B. Каждое слово, входящее в код, наз. к о д о в ы м словом. Число символов в кодовом слове наз. длиной слова. Кодовые слова могут иметь одинаковую или разл. длину. В соответствии с этим код наз. равномерным или неравномерным.

Цели К. и.: представление входной информации в ЭВМ, согласование источников информации с каналом передачи, обнаружение и исправление ошибок при передаче и обработке данных, сокрытие смысла сообщения (криптография) и т. д. Информационные свойства объекта, как правило, таковы, что код может быть представлен наиболее экономным образом. Эту задачу решает к о д е р и с т о ч н и к а, удаляя из сообщений избыточность. Дальнейшие этапы прохождения данных — передача по каналу передачи и (или) хранение в запоминающих устройствах — требуют обнаружения и(или) исправления ошибок, возникающих в них вследствие помех. Эти цели достигаются путём корректирующего кодирования, осуществляемого к о д е р о м к а н а л а. Наконец, защита информации от искажений при обработке в ЭВМ осуществляется применением арифметич. кодов.

Кодирование значений. Натуральное число N представлено в позиционной весомозначной системе счисления, если имеет место соотношение

$$N=\sum_{l=0}^{n-1} a_l p_l, \qquad (1)$$

где $A=\{a_0, \ldots, a_l, \ldots, a_{n-1}\}$ — цифровой алфавит с n цифрами, $P=\{p_0, \ldots, p_l, \ldots, p_{n-1}\}$ — веса разрядов, $l=\overline{0, n-1}$ — номера разрядов. Термин «позиционная» означает, что в кодовом представлении (или просто коде) числа, выражаемом условным равенством

$$N=a_{n-1}, \ldots, a_l, \ldots, a_0,$$

количественный эквивалент, сопоставляемый цифре a_l, зависит и от её расположения в коде. Термин «весомозначная» означает, что каждый разряд имеет вес p_l. Вес младшего разряда p_0 в цифровой измерительной технике отождествляется с разрешающей способностью аналого-цифрового преобразования. Выбор алфавита A и системы весов P задаёт классификацию позиционных систем счисления (кодирование значений).

В естественных системах

$$p_l=np_{l-1}=n^l p_0 \qquad (2)$$

и, если n — основание системы счисления — натуральное число, любое число X может быть представлено как

$$X=\sum_{l=-\infty}^{\infty} a_l n^l. \qquad (3)$$

Выбор алфавита смещённым: $A=(0, 1, \ldots, n-1)$, $A=(-n-1, \ldots, 1, 0)$, или симметричным: $A=(-n-1, \ldots, -1, 0, 1, \ldots, n-1)$ позволяет представлять соответственно положительные, отрицательные или любые числа. Симметричная система должна обладать нечётным основанием.

В ЭВМ почти исключительно используется позиционная двоичная смещённая система ($n=2$) с цифрами (0, 1) и естественным соотношением весов, представляющих ряд чисел

$$\ldots 2^l, 2^{l-1}, \ldots, 1, 0, \ldots, 2^{-l}.$$

Возможно применение и иного набора цифр, напр. (−1, 1), дающего нек-рые специфические преимущества.

Развиваются двоичные системы, веса разрядов к-рых находятся не в естественном (2), а в более сложном соотношении, образуя, напр., ряд Фибоначчи (или «золотую пропорцию») [1]. Число N в коде Фибоначчи представляется соотношением

$$N=a_{n-1}\varphi(n-1)+a_{n-2}\varphi(n-2)+\ldots+a_0\varphi(0), \qquad (4)$$

где $\varphi(n)$ — числа Фибоначчи, связанные соотношением

$$\varphi(n)=\varphi(n-1)+\varphi(n-2),\ \varphi(0)=1,\ \varphi(1)=2.$$

Разложение (4) числа N неоднозначно. Для любого N существует код, в к-ром не встречается двух следующих подряд нулей, а также код, в к-ром не соседствуют единицы. Эти, а также др. структурные особенности кодов Фибоначчи и «золотых» кодов делают их удобными для построения самокорректирующихся преобразователей, запоминающих и вычислит. устройств, сервоприводов с цифровым управлением и т. п.

Троичные системы счисления наиб. экономичны в том смысле, что именно в троичном коде определ. кол-вом знаков может быть выражено наибольшее разнообразие чисел. Есть основание полагать, что в будущем именно в силу указанного свойства троичная симметричная система кодирования с цифрами (−1, 0, 1) займёт в вычислит. технике доминирующее место. Проблемой остаётся создание элементов, реализующих ф-ции базиса в троичной логике: троичный инвертор и троичные НЕ—И или троичные НЕ—ИЛИ (см. *Логические схемы*).

Непозиционные коды применяют в специализированных измерит. и вычислит. устройствах [2]. Простейший из непозиционных — унитарный код можно получить, положив в (2) $n=1$ и $p_0=1$. В нём число N представляется как $N=n+1$ — последовательно суммируемые единицы. Так работают, напр., счётчики импульсов.

Среди систем непозиционного кодирования выделяется система счисления в остаточных классах (СОК). Число N в СОК представляется в виде упорядоченного набора остатков (вычетов) по взаимно простым основаниям $p_1, \ldots, p_n$: $N=(\alpha_1, \ldots, \alpha, \ldots, \alpha_n)$, где α_i — наименьший вычет N по модулю p. Система оснований $p_1, p_2, \ldots, p_n$ определяет диапазон представления чисел $P=p_1, p_2, \ldots, p_n$. В СОК арифметич. операции производятся независимо по каждому основанию и это позволяет существенно увеличить скорость их выполнения. В СОК удобен контроль операций, т. к. ошибки локализованы в пределах оснований. Специфичным для вычислит. устройств, работающих в СОК, является применение табличной арифметики: значения ф-ции, подлежащей вычислению, заранее заносятся в таблицу, а затем извлекаются при поступлении значений операндов.

Эффективное кодирование источника информации [3] имеет целью согласование информационных свойств источника информации (ИИ) и канала передачи. Предполагается, что ИИ выдаёт на выходе сообщение, состоящее из букв m-буквенного алфавита

$$A_m=\{a_1, \ldots, a_m\},$$

причём появление букв статистически независимо и подчинено распределению

$$P=\{p_1, \ldots, p_m\},\ p_i>0,\ \sum_i p_i=1.$$

Источник характеризуется энтропией на символ

$$H(P)=\sum_{i=1}^{m} p_i \log_2 (1/p_i).$$

Энтропия $0 \leqslant H(P) \leqslant \log_2 m$ имеет смысл меры неопределённости относительно появления на выходе ИИ очередного символа. Равенство $H(P)=0$ достигается при вырожденном распределении P, т. к. сообщение

при этом детерминированно; равенство $H(P)=\log_2 m$ достигается при равновероятном появлении $a_i \in A$ — ситуация наибольшей неопределённости. При $m=2$ и равномерном появлении букв a_1 и a_2 энтропия максимальна и $H(P)=1$. Эта величина — неопределённость при равновероятном выборе из двух альтернатив используется как единица кол-ва энтропии — 1 бит.

Пусть, далее, канал работает в r-буквенном алфавите и $r<m$. Кодирование при этом будет заключаться в сопоставлении каждому символу $a_i \in A_m$ слова $b(a_i)$ в алфавите B_r.

Каждый способ кодирования характеризуется ср. числом $L(P)$ букв выходного алфавита, приходящихся на одну букву входного алфавита A_m. Для алфавитного кодирования $L(P)=\sum_{i=1}^{m} p_i l_i$, где l_i — длина слова $b(a_i)$ в алфавите B_r. Если кодирование взаимно однозначно, то

$$L(P) \geqslant H_r(P) = \sum_{i=1}^{m} p_i \log_r (1/p_i).$$

Величина $I(P)=L(P)-H_r(P)$ наз. избыточностью кодирования при распределении P. Задача состоит в отыскании в заданном классе взаимно однозначных кодирований кодирования, обладающего мин. величиной $I(P)$. Существование минимума и его значение устанавливаются теоремой Шеннона для канала без шума, гласящей, что для источника с конечным алфавитом A_m с энтропией $H(P)$ можно так приписать кодовые слова буквам источника, что ср. длина кодового слова $L(P)$ будет удовлетворять условиям

$$\frac{H(P)}{\log_r m} \leqslant L(P) < \frac{H(P)}{\log_r m} + 1.$$

Оптимальным считается такой код, что никакой другой не обеспечит меньшего значения $L(P)$.

Конструктивная процедура отыскания оптим. кода для кодирования данного множества сообщений предложена в 1952 Д. Хафменом (D. R. Huffman). Идея заключается в том, что буквы алфавита A_m упорядочиваются по вероятности и более вероятным приписываются более короткие кодовые слова. Код Хафмена обладает след. свойствами: слово, соответствующее наименее вероятному сообщению, имеет наибольшую длину; два наименее вероятных сообщения кодируются словами одинаковой длины, одно из к-рых оканчивается нулём, а другое — единицей ($r=2$).

Оптимальное равномерное кодирование. Пусть источник с двухбуквенным алфавитом $A_2=\{0, 1\}$ и $P=\{q, p\}$ генерирует слова длиной l. Относительно всего множества из 2^l слов (словаря источника) существует утверждение, что при $p \neq q$ и достаточно больших l словарь источника распадается на два подмножества: группу из $2^{lH(P)}$ равновероятных слов (рабочий словарь источника) и группу слов с суммарной вероятностью, близкой к нулю («нетипичные» последовательности). Здесь $H(P)$ — энтропия на символ источника. Доля слов рабочего словаря весьма мала и с увеличением l стремится к нулю. Идея равномерного, или блокового, кодирования заключается в том, что кодер, получая на входе слова источника, сопоставляет кодовые слова лишь словам из рабочего словаря, кодируя все остальные одним словом, имеющим смысл ошибки. Вероятность ошибки может быть произвольно уменьшена увеличением длины слова источника. При этом объём кодируемых слов $2^{lH(P)}$ требует $n \geqslant lH(P)$ символов кодового слова. Поскольку слова рабочего словаря практически равновероятны, равновероятны будут и кодовые слова, а энтропия на символ кодового слова будет близка к 1 биту. Кодер, т. о., выдаёт слова длиной $n<l$, экономя за счёт того, что «догружает» каждый символ до максимально возможной информационной нагрузки в 1 бит.

Кодирование источника приобретает новое значение в связи с необходимостью «сжатия» информационных массивов данных в базах и банках данных. Массивы организационной, экономич., измерит. информации имеют столь большую избыточность, что допускают сжатие, доходящее до 80—85%. Развитые системы управления базами данных (СУБД) имеют спец. программы (утилиты) анализа, сжатия и восстановления текста, работающие на принципах, изложенных выше.

Корректирующее кодирование информации. Его целью является обнаружение и (или) исправление ошибок в кодовых словах, возникших при передаче информации по каналу с шумом. Коррекция искажений возможна за счёт введения избыточности в систему передачи. При этом из всего множества слов кодера канала N_0 лишь N будет соответствовать передаваемым сообщениям (разрешённые слова). Теоретически при этом доля обнаруженных ошибок не превысит $1-N/N_0$.

Предполагается, что информационное слово $U=(u_1, \ldots, u_n)$, где $u_j=0, 1$, поступает на вход кодера канала (в дальнейшем — кодера), ставящего ему в соответствие кодовое слово $X(x_1, \ldots, x_l)$, $x_i=\overline{0,1}$, $l>n$. Кодер, т. о., добавляет по определ. правилу к слову U группу из $k=l-n$ избыточных (корректирующих) разрядов. Кодовое слово X поступает в канал с шумом, где помеха искажает нек-рые из символов x_i. Принятое на выходе канала слово $Y=(y_1, \ldots, y_l)$ поступает на декодер, восстанавливающий (с нек-рым приближением) слово X. С кодовыми словами оперируют как с векторами в линейном векторном пространстве с метрикой Хэмминга, задающей расстояние между векторами X' и X''

$$d(X', X'') = \sum_{i=1}^{l} (x_i' \oplus x_i'').$$

Теорема Шеннона для каналов с шумом, утверждающая, что при помощи подходящих кодов можно передавать информацию так, чтобы вероятность ошибки после декодирования была произвольно малой при условии, что скорость передачи не превосходит пропускной способности канала связи, неконструктивна: она не указывает способа построения кода. При конструировании кода решающее значение имеет выбор модели возникновения ошибок в передаваемом слове.

Наиб. распространена модель симметричного канала с равновероятными ошибками разл. типов — перехода, напр., символа 0 в 1 и 1 в 0.

Специфична модель канала «со стиранием». Выходной алфавит такого канала содержит спец. символ стирания, в к-рый и переходят символы входного алфавита при возникновении ошибки подобного типа.

Выдвигаются разл. предположения относительно распределения ошибок в передаваемой последовательности символов (кодовом слове). Возможна модель независимых ошибок (канала без памяти), модель сгруппированных ошибок (пачек ошибок), ошибок, расположенных на определ. расстоянии друг от друга, и т. д. Распространены предположения о предельной кратности ошибок в кодовых словах [3].

В рамках последнего предположения корректирующая способность кода оценивается числом ошибок, обнаруживаемых и (или) исправляемых с его помощью в кодовых словах. Предполагается, что в канале с X посимвольно суммируется (по mod 2) шумовой вектор Z, образуя слово $Y=X \oplus Y$. Кратность возникающей в результате ошибки совпадает с числом единиц (весом Хэмминга) в Z. В векторе из l элементов не более чем r единиц могут быть размещены $\sum_{m=1}^{r} C_l^m$ способами. Это — то разнообразие ошибок, к-рое может возникнуть при передаче.

Основной характеристикой кода, определяющей его корректирующую способность по отношению к независимым ошибкам, является кодовое расстояние. Кодовое расстояние является наименьшим хэмминговым

расстоянием между всевозможными словами $X'=(x'_1, \ldots, x'_l)$ и $X''=(x''_1, \ldots, x''_l)$ кода. Для того чтобы код обнаруживал все комбинации из s ошибок и исправлял все комбинации из t ошибок, необходимо и достаточно, чтобы кодовое расстояние было равно $s+t+1$.

Широкий класс кодов для симметричного канала составляют линейные (групповые) коды [3], напр. коды Хэммйнга, широко применяющиеся для защиты информации в основной памяти ЭВМ. Код Хэмминга обладает кодовым расстоянием $d=3$, исправляет однократные ошибки и обнаруживает двукратные. Он имеет проверочные разряды, расположенные в позициях с номерами 2^0, 2, 2^2, . . . Линейный код задаётся парой матриц: порождающей $G_{n\times l}=\|\overline{g_j}\|$, $j=\overline{1,n}$, и проверочной $H_{k\times l}$. Строки g_j порождающей матрицы — линейно независимые векторы, образующие базис пространства, содержащего 2^n элементов — кодовых слов. Каждая из строк проверочной матрицы ортогональна строкам $\overline{g_j}$, $j=\overline{1,n}$, и $GH^T=0$.

Кодер линейного кода образует кодовые слова по правилу $X^T=U^TG$. Модель искажений предполагает, что в канале с X посимвольно суммируется шумовой вектор Z, образуя слово $Y=X+Z$.

Идея декодирования заключается в образовании произведения $S^T=Y^TH^T$, называемого с и н д р о м о м. Равенство $S=0$ означает, что $Z=0$, либо ошибка относится к необнаруживаемым. Синдром имеет 2^k-1 ненулевых реализаций, каждая из к-рых может быть использована для указания на произошедшую ошибку.

Циклич. коды входят как подкласс в групповые коды. В них вместе со словом X входят и все его циклич. перестановки. Кодовые слова образуются как произведение двух полиномов: $U(E)$ степени $n-1$, коэф. к-рого составляют информационное слово U, и порождающего $g(E)$ степени $l=n$, неприводимого и делящего без остатка двучлен $(1+E^l)$. Декодирование заключается в делении принятого слова (полинома) на $g(E)$. Наличие ненулевого остатка укажет на присутствие ошибки. Циклич. коды, как правило, несистематические.

Спец. циклич. коды предназначены для обнаружения и исправления пачек ошибок, напр. коды Файра, определяемые порождающими полиномами вида $g(E)=p(E)(E^c+1)$, где $p(E)$ — неприводимый полином, а величина c определяется длиной исправляемых и обнаруживаемых пачек ошибок.

Пачки ошибок характерны для запоминающих устройств с магн. носителями, в частности для накопителей на магн. дисках (НМД) совр. ЭВМ (см. *Памяти устройства*). Для защиты данных в НМД поэтому широко используется К. и. циклич. кодами, осуществляемое аппаратными средствами.

Арифметические коды предназначены для обнаружения ошибок, возникших при выполнении арифметич. операций на ЭВМ. В теории арифметич. кодирования вводятся понятия веса, расстояния и ошибки, отличные от хэмминговых. Арифметич. вес числа определяется как мин. число слагаемых в представлении числа в виде $N=\sum_i a_i 2^{j_i}$, $a_i \in (1, -1)$. Ошибки, в результате к-рых величина числа изменяется на $\pm 2^i$, $i=0, 1, 2, \ldots$, наз. арифметическими. Арифметич. расстояние между N_1 и N_2 — арифметич. вес разности $(|N_1-N_2|)$, равно кратности ошибки, переводящей число N_1 в N_2, и определяет корректирующую способность арифметич. кода подобно расстоянию Хэмминга.

В распространённых AN-кодах кодирование числа N — операнда — осуществляется умножением его на специально подобранный множитель A. Так, 3A-код, имея кодовое расстояние 2, обнаруживает одиночные ошибки путём деления суммы на 3. Ошибки обнаруживаются при ненулевом остатке: величина арифметич. ошибки 2^i не делится на 3 нацело. Кроме одиночных при $A=3$ обнаруживается и часть двойных ошибок — те, при к-рых правильный и ошибочный результат имеет несовпадающие остатки от деления на 3.

Криптография осуществляется путём подстановки, когда каждой букве шифруемого сообщения ставится в соответствие определ. символ (напр., др. буква), либо путём перестановки, когда буквы внутри искусственных блоков текста меняются местами, либо комбинацией этих методов. Шенноном показано, что возможны криптограммы, не поддающиеся расшифровке за приемлемое время [5].

Лит.: 1) Стахов А. П., Введение в алгоритмическую теорию измерения, М., 1977; его же, Коды золотой пропорции, М., 1984; 2) Акушский И., Юдицкий Д., Машинная арифметика в остаточных классах, М., 1968; 3) Галлагер Р., Теория информации и надежная связь, пер. с англ., М., 1974; 4) Дадаев Ю. Г., Теория арифметических кодов, М., 1981; 5) Аршинов М. Н., Садовский Л. Е., Коды и математика, М., 1983. *А. Н. Ефимов.*

КОЛЕБА́НИЯ — движения или состояния, обладающие той или иной степенью повторяемости во времени. К. свойственны всем явлениям природы: пульсирует излучение звёзд, внутри к-рых происходят циклич. ядерные реакции; с высокой степенью периодичности вращаются планеты Солнечной системы (а всякое вращение можно представить себе как два одновременных К. во взаимно перпендикулярных направлениях); движение Луны вызывает приливы и отливы на Земле; в земной ионосфере и атмосфере циркулируют потоки заряж. и нейтральных частиц; ветры возбуждают К. и волны на поверхностях водоёмов и т. д. Внутри любого живого организма — от одиночной клетки до высокоорганизованных их популяций — непрерывно происходят разнообразные, ритмично повторяющиеся процессы (биение сердца, колебания психич. состояний и др.). В виде сложнейшей совокупности К. частиц и полей (электронов, фотонов, протонов и др.) можно представить «устройство» микромира.

В технике К. выполняют либо определ. функциональные обязанности (колесо, маятник, колебат. контур, генератор К. и т. д.), либо возникают как неизбежное проявление физ. свойств (вибрации машин и сооружений, неустойчивости и вихревые потоки при движении тел в газах и т. д.).

В физике особо выделяются колебания двух видов — механич. и электромагнитные и их эл.-механич. комбинации. Это обусловлено той исключит. ролью, к-рую играют гравитац. и эл.-магн. взаимодействия в масштабах, характерных для жизнедеятельности человека. С помощью распространяющихся механич. К. плотности и давления воздуха, воспринимаемых нами как звук, а также очень быстрых колебаний электрич. и магн. полей, воспринимаемых нами как свет, мы получаем бо́льшую часть прямой информации об окружающем мире.

К. любых физ. величин почти всегда сопровождаются попеременным превращением энергии одного вида в энергию другого вида. Так, оттягивая маятник (груз на нити) от положения равновесия, мы увеличиваем потенц. энергию груза, запасённую в поле тяжести; при отпускании он начинает падать, вращаясь около точки подвеса как около центра, и в крайнем ниж. положении вся потенц. энергия превращается в кинетическую, поэтому груз проскакивает это равновесное положение, и процесс перекачки энергии повторяется, пока рассеяние (диссипация) энергии, обусловленное, напр., трением, не приведёт к полному прекращению К. В случае К. электрич. зарядов и токов в *колебательном контуре* или электрич. и магн. полей в эл.-магн. волнах роль потенциальной обычно играет электрич. энергия, а кинетической — магнитная. Иногда, когда речь идёт о К. тепловых, хим. и особенно информац. величин, такой энергетич. подход несколько условен, но вполне плодотворен.

Т е о р и я к о л е б а н и й и в о л н. Изучение К. на разных этапах играло стимулирующую роль в развитии науки. Так, исследования К. маятника

дали возможность Г. Галилею (G. Galilei) более точно измерять промежутки времени (1636), изучение законов обращения планет вокруг Солнца привело И. Ньютона (I. Newton) к созданию начал классич. механики (1686). Дж. К. Максвелл (J. C. Maxwell), следуя М. Фарадею (M. Faraday) и связав свойства электрич. К. с волновыми характеристиками света, построил основы классич. электродинамики (1864). В результате корпускулярноволнового рассмотрения материи появилась *квантовая механика*.

По мере изучения К. разл. физ. природы возникло убеждение о возможности общего, «внепредметного», подхода к ним, основанного на свойствах и закономерностях колебат. процессов вообще. В результате появилась теория К. и волн, к-рая, основываясь на матем. и физ. моделях, устанавливает общие свойства колебат. и волновых процессов в реальных системах, не интересуясь деталями их поведения, обусловленного их природой (физической, химической и др.), и определяет связь между параметрами системы и её колебат. (волновыми) характеристиками. Благодаря общности закономерностей результаты, полученные при исследовании К. и волн, напр. в механике, могут быть перенесены в оптику или радиотехнику.

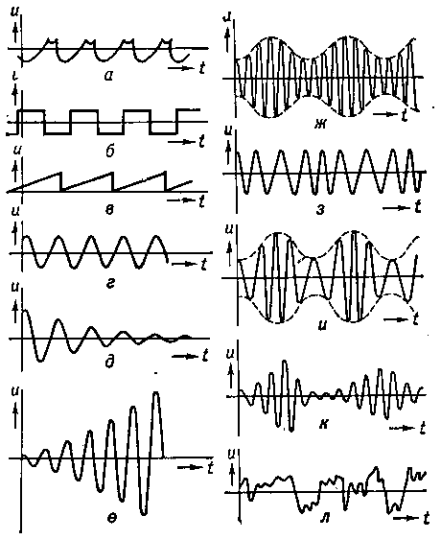
Так, при создании параметрич. генераторов света были использованы данные, накопленные при анализе параметрич. К. в радиотехнике. Изучение любого волнового или колебат. процесса в каждом конкретном случае начинается с идеализации реальной системы, т. е. с построения модели и написания для неё соответствующих ур-ний (дифференциальных, в частных производных, дифференциально-разностных и др.). Идеализации одних и тех же систем могут быть различными в зависимости от того, какое явление исследуется. Справедливость принятых идеализаций оценивается путём сравнения результатов теории, построенной на основании данной модели, с результатами анализа более общей модели или с поведением реальной системы — экспериментом. Напр., когда речь идёт только о нахождении условий раскачки качелей при периодич. изменении их длины, модель может быть совсем простой — линейный осциллятор с периодически меняющейся собственной частотой. Когда же необходимо ответить на вопрос об амплитуде установившихся К. таких качелей, нужно уже учитывать нелинейность (зависимость частоты К. качелей от амплитуды К.), в результате чего приходим к модели физ. маятника, т. е. нелинейного осциллятора с периодически изменяемым параметром.

Понятия и представления теории К. и волн относятся либо к явлениям (резонанс, автоколебания, синхронизация, самофокусировка и т. д.), либо к моделям (линейная и нелинейная системы, система с сосредоточенными параметрами или система с распределёнными параметрами, система с одной или неск. степенями свободы и др.). На основе сложившихся представлений теории К. можно связать те или иные явления в конкретной системе с её характеристиками, фактически не решая задачи всякий раз заново. Напр., преобразование энергии одних К. в другие в слабонелинейной системе (будь то волны на воде, эл.-магн. К. в ионосфере или К. маятника на пружинке) возможно только в случае, когда выполнены определ. резонансные условия между собств. частотами подсистемы.

Методы теории К. и волн — это методы анализа ур-ний, описывающих модели реальных систем. Поэтому большинство из них являются общими с методами качеств. теории дифференц. ур-ний (метод фазового пространства, метод отображений Пуанкаре и др.), асимптотич. методами решения дифференц. и иных ур-ний (метод Ван дер Поля, метод усреднения и т. д.). Специфика методов теории К. и волн состоит в том, что при изучении моделей колебат. или волновых явлений интересуются, как правило, общими свойствами решений соответствующих ур-ний.

Осн. разделы теории К. и волн — теория устойчивости линеаризованных систем, теория параметрич. систем и адиабатич. инвариантов, теория автоколебательных и автоволновых процессов, теория ударных волн и солитонов, кинетика К. и волн в системах с большим числом степеней свободы, теория стохастич. систем — систем со сложной динамикой. Если «классич.» теория К. и волн имела дело в основном с детерминированными системами и поэтому изучала, как правило, лишь регулярные (периодич.) К. и волны, то в последнее время усилился интерес к статистич. задачам, связанным с анализом процессов «рождения» статистики в детерминированных системах. В этой части, а также в части исследования сложных колебательных и волновых структур в неравновесных средах современная теория К. и волн перекрывается с *синергетикой*.

Кинематика колебаний довольно произвольна, однако, если руководствоваться практической или принципиальной важностью тех или иных



Различные виды колебаний: *а* — периодические сложной формы; *б* — прямоугольные; *в* — пилообразные; *г* — синусоидальные; *д* — затухающие; *е* — нарастающие; *ж* — амплитудно-модулированные; *з* — частотно-модулированные; *и* — модулированные по амплитуде и по фазе; *к* — колебания, амплитуда и фаза которых — случайные функции; *л* — случайные колебания.

движений, можно выделить неск. наиболее типичных примеров (рис.). Для простоты будем говорить о К., описываемых ф-цией времени $u(t)$, хотя с кинематич. точки зрения пространств. и временные К. взаимно сводятся друг к другу путём перехода из одной системы отсчёта к другой.

На рис. *а* — *г* показаны периодич. К. разл. формы, в к-рых любое значение $u(t)$ повторяется через одинаковые промежутки времени T, называемые периодом К., т. е. $u(t+T)=u(t)$. Величину, обратную периоду T и равную числу К. в единицу времени, наз. частотой К. $\nu=1/T$; часто пользуются также круговой или циклич. частотой $\omega=2\pi\nu$. Обычно частота измеряется в герцах (Гц), что соответствует числу К., совершаемых в 1 с. В случае пространств. К. вводят аналогичные понятия пространств. периода (или длины волны λ) и волнового числа $k=2\pi/\lambda$.

Разновидностями периодич. К. являются прямоугольные меандры (рис., *б*), пилообразные К. (рис., *в*) и наиболее важные синусоидальные, или *гармонические колебания* (рис., *г*). Последние могут быть записаны в виде

$$u(t)=A\sin\varphi=A\sin(\omega t+\varphi_0),$$

где A — амплитуда, φ — фаза, φ_0 — её нач. значение. В случае строго гармонич. К. величины A, ω и φ_0 не зависят от времени. Очень употребительна также комплексная запись синусоидальных К.:

$$\tilde{u}(t)=\tilde{A}e^{i\omega t}=A\cos(\omega t+\varphi_0)+iA\sin(\omega t+\varphi_0),$$

в к-рой комплексная амплитуда $\tilde{A}=Ae^{i\varphi_0}$ объединяет в себе действит. значения амплитуды и фазы К. В частности, для показанного на рис. *д* затухающего К.

$$u(t)=\tilde{A}e^{-\delta t}e^{i\omega t},$$

где декремент затухания δ можно считать либо мнимой частью частоты $\tilde{\omega}=\omega+i\delta$, либо относить к экспоненциально убывающей амплитуде. При отрицат. δ этот коэф. наз. инкрементом, а соответствующее К. превращается в экспоненциально растущее. У К. с убывающей амплитудой периодичность нарушается, но при $\delta\ll\omega$ их всё же можно считать почти (квази) периодическими, а при $\delta\gg\omega$ почти апериодическими, т. е. по существу уже не К., а монотонными движениями.

Для передачи информации применяются модулиров. К., амплитуда, фаза или частота к-рых изменяются по закону кодирования информации, напр. в радиовещании высокочастотные К. модулируются К. звуковых частот, передающими речь, музыку. Наиб. употребительными являются модулиров. К. вида $u(t)=A(t)\cos\varphi(t)$, где амплитуда $A(t)$ медленно изменяется в масштабах периода К., а фаза $\varphi(t)$ обладает медленно изменяющейся производной, равной мгновенной частоте К., т. е. $\omega=d\varphi/dt\gg\omega^{-1}d\omega/dt$. К. наз. амплитудно-модулированным (рис., *ж*), если $\omega=\text{const}$, $\varphi_0=\text{const}$. В частности, при синусоидальной модуляции $A(t)=A_0(1+\alpha\sin\Omega t)$ такое К. есть сумма трёх синусоидальных К. с частотами ω_0, $(\Omega+\omega_0)$, $(\Omega-\omega_0)$:

$$A_0(1+\alpha\sin\Omega t)\cos(\omega_0 t+\varphi_0)=\frac{\alpha A_0}{2}\sin[(\Omega+\omega_0)t+\varphi_0]+$$
$$+\frac{\alpha A_0}{2}\sin[(\Omega-\omega_0)t-\varphi_0]+A_0\cos(\omega_0 t+\varphi_0).$$

Когда модулирующий сигнал $A(t)$ имеет сложный периодич. характер, то результирующее К. представляется сплошным набором К. всех частот (непрерывный спектр), симметрично сгруппированных около центральной (несущей) частоты ω_0.

При $A=\text{const}$, $\varphi=\omega_0 t+\varphi_0(t)$ К. наз. модулированным по фазе, а при $A=\text{const}$, $\varphi=\int\omega(t)dt$ модуляция является частным случаем фазовой. На рис. *з* и *и* приведены К., модулированные по амплитуде, частоте и фазе одновременно. Подробнее см. *Модулированные колебания*.

При изучении стохастич. процессов приходится иметь дело с частично и полностью случайными К. На рис. *к* дан пример синусоидального К., модулированного по амплитуде и фазе случайными ф-циями, а на рис. *л* дана одна из реализаций совершенно неупорядоч. процесса («белого шума»), к-рый лишь условно можно отнести к К.

Колебат. движения на плоскости или в пространстве в принципе могут быть представлены как совокупность одномерных К. вдоль соответствующих осей координат. Так, два гармонич. колебания (одномерные осцилляторы) с частотами $n\omega$ (вдоль оси x) и $m\omega$ (вдоль оси $y\perp$ оси x) являются проекциями сложных периодич. (при рациональном отношении n/m) плоских К., называемых *Лиссажу фигурами*. К ним принадлежит и равномерное движение по окружности (ротатор), к-рое можно разложить на два одинаковых синусоидальных К. ($n=m$), сдвинутых по фазе на $\pi/2$. Именно это обстоятельство составляет одну из причин, по к-рой гармонич. К. оказываются особо выделенными среди других движений в природе. В природе и во мн. техн. устройствах часто возникают движения, почти не отличающиеся (на протяжении больших промежутков времени) от чисто гармонич. или равномерно вращательных. Мн. физ. приборы (*анализаторы спектра*) выделяют из произвольных процессов наборы К., близких к гармоническим. Возможна и обратная процедура синтеза гармонич. К., математически соответствующая рядам и интегралам Фурье, в силу к-рой любой временной процесс можно воссоздать сложением или интегрированием гармонич. К. разл. частот и амплитуд.

Динамика колебаний. Свободные, или собственные, К. являются движением системы, предоставленной самой себе, в отсутствие внеш. воздействий. При малых отклонениях от состояния равновесия движения системы удовлетворяют *суперпозиции принципу*, согласно к-рому сумма двух произвольных движений также составляет допустимое движение системы; такие движения описываются линейными (в частности, дифференц.) ур-ниями. Если система ещё и консервативна (т. е. в ней нет потерь или притока энергии извне), а её параметры не изменяются во времени (о переменных параметрах будет сказано ниже), то любое собств. К. может быть однозначно представлено как сумма *нормальных колебаний*, синусоидально изменяющихся во времени с определ. собств. частотами. В колебат. системах с сосредоточенными параметрами, состоящих из N связанных осцилляторов (напр., цепочка из колебат. электрич. контуров или из соединённых упругими пружинками шариков), число нормальных К. (мод) равно N. В системах с распределёнными параметрами (струна, мембрана, полый или открытый резонатор) таких К. существует бесконечное множество. Напр., для струны с закреплёнными концами длиной L моды отличаются числом «полуволн», к-рые можно уложить на всей длине струны: $L=n\lambda/2$ ($n=0,\ 1,\ 2,\ \ldots,\ \infty$). Если скорость распространения волн вдоль струны равна v, то спектр собств. частот определится ф-лой

$$\omega_n=k_n v=\frac{2\pi}{T_n}=\frac{2\pi v}{\lambda_n}=n\frac{\pi v}{L}\quad(n=0,\ 1,\ \ldots,\ \infty).$$

Наличие *дисперсии волн* [зависимости $v=v(\omega)$] искажает это простое эквидистантное распределение частот, спектр к-рых определится уже из т. н. дисперсионного ур-ния: $\omega_n=\omega(k_n)=(n\pi/L)v(\omega_n)$. В реальных системах собственные К. будут затухать из-за потерь, поэтому их можно считать приближённо гармоническими лишь в интервале времени, меньшем $1/\delta$. Затухающее К. (рис., *д*) может быть представлено в виде пакета гармонич. К., непрерывно заполняющих интервал частот $(\omega_0\pm\Delta\omega)$ (интеграл Фурье), тем более узком, чем меньше δ ($\Delta\omega\sim\delta$). В этом случае говорят об уширении спектральной линии, иногда характеризуя её добротностью Q, равной отношению запасённой энергии W к потерям P за период колебаний $2\pi/\omega$, т. е. $Q=\omega W/P\approx\omega/2\delta$. Т. о., сгущение спектра из-за потерь влечёт за собой превращение дискретного спектра в сплошной, когда ширина линий становится прибл. равной интервалу между ними, т. е. $\Delta\omega\sim\alpha\sim(\omega_{n+1}-\omega_n)$.

Собств. К. нелинейных систем менее доступны для классификации. Нелинейность систем с дискретным спектром собств. частот приводит к «перекачке» энергии К. по спектральным компонентам; при этом возникают процессы конкуренции мод — выживание одних и подавление других. Дисперсии могут стабилизировать эти процессы и привести к формированию устойчивых пространственно-временных образований, примерами к-рых в системах с непрерывным спектром являются *солитоны*.

Возбуждение колебаний происходит либо путём непосредств. воздействия на состояние колебат. системы (раскачка маятника периодич. толчками, включение периодич. эдс в колебат. контур и т. д.), либо путём периодич. изменения параметров этой системы (длины подвеса маятника, ёмкости или самоиндукции контура, коэф. упругости струны и т. п.), либо благодаря «самовозбуждению» К., т. е. возникновению колебат. движений внутри самой си-

стемы. В первом случае говорят о вынужденных колебаниях, во втором — о параметрич. возбуждении колебаний, а в третьем — об автоколебаниях.

Особое значение при возбуждении К. имеет явление *резонанса*, состоящее в резком увеличении отклика системы (амплитуды К.) при приближении частоты внеш. воздействия к нек-рой резонансной частоте, характеризующей систему. Если последняя линейна и параметры её не зависят от времени, то резонансные частоты совпадают с частотами её собственных К. и соответствующий отклик тем сильнее, чем выше добротность колебат. системы. Раскачка происходит до тех пор, пока энергия, вносимая извне (напр., при каждом отклонении маятника), превышает потери за период осцилляций. Для линейных К. энергия, получаемая от источника, пропорциональна первой степени амплитуды, а потери растут пропорционально её квадрату, поэтому баланс энергий всегда достижим.

При больших амплитудах К. становятся нелинейными, происходит смещение собств. частот системы и обогащение их спектра гармониками и субгармониками. Ограничение амплитуды К. может быть обусловлено как нелинейной диссипацией энергии, так и уходом системы из резонанса. При возбуждении К. в *системах с распределёнными параметрами* макс. амплитуды достигаются в случае пространственно-временно́го резонанса, когда не только частота внеш. воздействия, но его распределение по координатам хорошо «подогнаны» к структуре нормальной моды или, на языке бегущих волн, когда наступает не только совмещение их частот (резонанс), но и волновых векторов (синхронизм).

Существует нек-рый выделенный класс вынужденных К., при к-ром внеш. воздействие, не являясь чисто колебательным, имеет, однако, настолько богатый частотный спектр, что в нём всегда содержатся резонансные частоты. Напр., заряж. частица, пролетающая между двумя плоскостями, возбуждает почти весь набор нормальных волн и К., свойственный этой системе. Сюда же следует отнести черенковское излучение (см. *Черенкова—Вавилова излучение*) или тормозное излучение частицы в однородных средах, когда и спектр внеш. воздействия и спектр собств. К.— оба сплошные, т. е. в них представлены все возможные частоты. Наконец, есть и совсем аномальный случай вынужденных К. в системах с непрерывным спектром собств. частот типа ротатора (маховик, колесо, электрон в магн. поле и др.), где вращат. движение (а следовательно, и два ортогональных колебат. движения) может возбуждаться силами, неизменными во времени.

Параметрич. возбуждение К. происходит в результате развития т. н. параметрич. неустойчивости, возникающей при периодич. воздействии на те параметры системы, к-рые определяют величину запасённой колебат. энергии; в электрич. контуре — это самоиндукция или ёмкость (но не сопротивление), у маятника — это длина нити или масса груза (но не коэф. трения). Если в такой системе случайно (напр., из-за тепловых флуктуаций) «зародились» К. с ничтожно малой амплитудой на собственной частоте ω_0, то, как и любые свободные К., они сопровождаются пульсацией энергии с удвоенной частотой $2\omega_0$. Если при этом какими-то внеш. (не зависящими от движения в системе) средствами периодически изменять подходящий параметр системы (напр., ёмкость конденсатора или длину подвеса маятника), то начнёт изменяться и запасённая энергия: увеличиваться или уменьшаться в зависимости от знака работы, совершаемой внеш. силой над параметром, т. е. от того, в какой фазе по отношению к силе происходят К. энергии в системе. «Выживет» и будет расти только такое К., фаза к-рого благоприятствует накачке энергии в систему. Возникшие в иных фазах К. либо сохранят свою амплитуду, либо будут затухать (в последнем случае говорят о параметрич. успокоении К.).

Параметрич. возбуждение К. происходит с наиб. эффективностью при равенстве частоты изменения параметра удвоенной собственной частоте ω_0. Сама же система остаётся линейной: движения в ней хотя и не синусоидальны, но подчинены принципу суперпозиции. Параметрич. раскачка К. (т. н. параметрич. резонанс) возможна и на частотах, дробно-кратных собств. частоте ω_0 одиночного колебат. контура, а также на комбинац. частотах в системах с неск. степенями свободы ($\omega_1+\omega_2+\ldots+\omega_n=0$), в т. ч. и в системах с распредел. параметрами при выполнении условий синхронизма возбуждаемых волн с волной накачки. См. также *Параметрические колебательные системы*, *Параметрический резонанс*.

Любую нелинейную колебат. систему можно рассматривать как самосогласованную параметрич. систему, в к-рую введён «элемент» обратной связи, как бы осуществляющий «самоуправление» параметром. При определ. условиях в такой системе могут возникать непрекращающиеся самоподдерживающиеся К., или автоколебания, при к-рых внеш. источнику отводится лишь ф-ция восполнения потерь энергии на диссипацию. Процесс формирования автоколебаний обычно состоит в последовательном самосогласовании движений. Пусть нач. состояние системы неустойчиво — либо по отношению к ничтожно малым флуктуациям (мягкий режим возбуждения), либо по отношению к определ. конечным возмущениям (жёсткий режим возбуждения). В любом случае спонтанно (случайно) возникшее К. начнёт увеличиваться по амплитуде (процесс усиления К.). Эти усиленные К. через элемент положит. обратной связи, обеспечивающий самосогласованность фаз, снова «подаются» в место своего возникновения и снова усиливаются и т. д. Получается очень быстрый (чаще всего экспоненциальный) рост К. Ограничение наступает из-за конечности энергетич. ресурсов, а иногда и раньше — из-за рассогласованности фаз (подробнее см. *Автоколебания*). Методически удобное «расчленение» автоколебат. системы на элементы, осуществляющие усиление, обратную связь и ограничение К., в общем случае не может быть однозначно сопоставлено с определенными функционально автономными узлами. Так, в одном из самых старинных автоколебат. устройств — в маятниковых часах — ф-ции обратной связи, усилителя и ограничителя выполняет единый узел-балансир с анкером.

Автоколебат. системы обладают большим разнообразием поведения (периодические, многопериодические, стохастические) и широко представлены как в природе, так и в технике: радиотехн., акустич., оптич., квантовые (лазеры) генераторы, генераторы с сосредоточ. и распредел. параметрами, механич. автоколебат. системы — часы, ветровые волны на воде, турбулентные процессы в аэро- и гидродинамике, флаттер крыльев самолётов и др. Часто встречаются более сложные автоколебат. системы, где происходит взаимная *синхронизация колебаний* или стохастизация К.: стимуляция (пейсмейкер, от англ. pacemaker) сердца, синхронизация мод в лазерах, индуцированные излучатели эл.-магн. волн, переход к турбулентности в гидродинамич. течениях вязкой жидкости, рождение шума в системах связанных генераторов и т. д.

К. могут быть самого широкого диапазона частот ν и периодов T. Так, приведём, напр., значения T или ν для нек-рых важнейших К. и вращений: обращение Солнца вокруг центра Галактики ($T\sim10^{16}$ с); ледниковые периоды на Земле ($T\sim10^{11}$—10^{12} с); наибольший цикл солнечной активности ($T\sim7\cdot10^8$ с); обращение Земли вокруг Солнца — год ($T\sim3{,}6\cdot10^7$ с); обращение Луны вокруг Земли — лунный месяц ($T\sim2{,}4\cdot10^6$ с); вращение Земли вокруг своей оси — сутки ($T\sim9\cdot10^4$ с); оборот часовой стрелки ($T=4{,}3\cdot10^4$ с); оборот минутной стрелки ($T=36\cdot10^2$ с); ветровые волны на море ($T\sim1$ с или $\nu\sim1$ Гц); опасные для человека инфразвуки

(ν=5—10 Гц); колесо автомобиля при скорости 60 км/ч ($\nu\sim$10 Гц); звуковые волны, воспринимаемые человеком на слух (ν=20—$2\cdot10^4$ Гц); стандартная частота колебаний перем. тока (ν=50 Гц); УЗ ($\nu=2\cdot10^4$—10^9 Гц); эл.-магн. колебания радиодиапазона ($\nu=10^5$—$3\cdot10^8$ Гц); эл.-магн. колебания СВЧ-диапазона ($\nu=3\cdot10^8$—$3\cdot10^{11}$); гиперзвук ($\nu=10^9$—10^{13} Гц); оптика (видимый свет) ($\nu\sim0{,}4\cdot10^{14}$—$0{,}75\cdot10^{14}$ Гц); УФ-излучение ($\nu\sim10^{15}$—10^{17} Гц); рентг. излучение ($\nu\sim10^{18}$—10^{19} Гц); гамма-лучи ($\nu\sim10^{20}$ Гц); короткоживущие частицы-резонансы ($T=10^{-22}$—10^{-24} с).

Лит.: Андронов А. А., Витт А. А., Хайкин С. Э., Теория колебаний, [3 изд.], М., 1981; Стретт Дж. В. (лорд Рэлей), Теория звука, пер. с англ., 2 изд., т. 1—2, М., 1955; Горелик Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959; Бишоп Р., Колебания, пер. с англ., 3 изд., М., 1986.

М. А. Миллер, М. И. Рабинович.

КОЛЕБАНИЯ И ВОЛНЫ В АТМОСФЕРАХ Солнца, звёзд и планет — представляют собой гидродинамич. и магн.-гидродинамич. колебания и волны (см. *Упругие волны*, *Волны в плазме*) в неоднородной атмосфере в поле силы тяжести.

Под влиянием силы тяжести гидродинамич. волны приобретают свойства, отличные от свойств волн в однородной среде из-за действия на колеблющийся объём силы плавучести (возникающей в результате изменения плотности в ней). Кроме того, в присутствии силы тяжести в атмосфере образуются гравитац. волны, подобные волнам в тяжёлой жидкости (см. *Волны на поверхности жидкости*), но отличающиеся от них из-за сжимаемости атмосферы. Особенно большое разнообразие типов волн характерно для проводящей атмосферы с магн. полем, когда на колеблющийся объём действуют три возвращающие силы: давления, плавучести и магнитная.

Стратификация (расслоение, вертикальная неоднородность) атмосферы приводит к линейному (т. е. пропорц. амплитуде) взаимодействию волн. Разл. типы волн распространяются не независимо, происходит перекачка энергии от одного типа волн к другому. Линейное взаимодействие наиб. существенно в сильно неоднородных атмосферах, где длина волны больше или порядка высоты однородной атмосферы и перекачка энергии от одного типа волн к другому не является малым эффектом. При достаточно больших амплитудах происходит и нелинейное взаимодействие волн (напр., в верх. хромосфере Солнца). В проводящей атмосфере с магн. полем осуществляется тройное линейное взаимодействие альвеновских и магн.-звуковых (быстрой и медленной) волн, свойства к-рых к тому же видоизменены силой тяжести. В ряде случаев на свойства волн оказывает влияние *лучистый теплообмен*, т. е. волны не являются адиабатическими. В стратифицированной атмосфере условия теплообмена также сильно изменяются с высотой. Это приводит к тому, что возникает линейное взаимодействие гидродинамич. и магн.-гидродинамич. волн с *температурными волнами*. На Солнце разнообразие типов колебаний и волн ещё более увеличивается из-за тенденции к разбиению магн. поля на отд. магн. трубки. Однако пока изучены волны только в магн. трубках с пост. параметрами вдоль оси трубки. В этом случае линейное взаимодействие разл. мод колебаний не возникает.

При наличии взаимодействия волновой процесс описывается системой двух дифференц. ур-ний второго порядка или одним ур-нием четвёртого порядка. Общий случай неадиабатич. магн.-гидродинамич. волн в стратифицированной атмосфере должен описываться четырьмя взаимно связанными ур-ниями. Такая система ур-ний до сих пор не изучалась. Рассмотрен ряд более простых случаев (неадиабатич. гидродинамич. волн в стратифицированной атмосфере, магн.-звуковые волны в атмосфере с пост. магн. полем), к-рые являются основой совр. теории волн в атмосферах Солнца и звёзд.

Волны в атмосфере могут быть стоячими или бегущими. Если стоячие волны (колебания) являются единым (когерентным) процессом, охватывающим всё Солнце или звезду, то говорят о пульсациях (в физике используется термин «собственные резонансные колебания») Солнца или звёзд.

На Солнце обнаружены как гидродинамич., так и магн.-гидродинамич. колебания и волны. Во всех слоях атмосферы (фотосфере, хромосфере и короне) наблюдаются (по доплеровскому смещению спектральных линий) пятиминутные колебания, представляющие собой акустич. волны, захваченные в атм. *волноводе*, к-рый находится в верх. слоях *конвективной зоны*. Амплитуда колебаний от 100—200 м/с в фотосфере и до 1—2 км/с в хромосфере. Горизонтальная (вдоль поверхности Солнца) длина волны $\sim10^3$—10^4 км. Спектр пятиминутных колебаний состоит из отд. полос. Каждая из полос расщепляется на две из-за вращения Солнца. Поскольку атм. волновод для волн разл. частот находится на разной глубине, удаётся определить, как изменяется скорость вращения Солнца с глубиной. Кроме коротковолновых пятиминутных колебаний наблюдаются длинноволновые резонансные пятиминутные пульсации с масштабами порядка радиуса Солнца. Эти пульсации, так же как и более низкочастотные, имеют столь малые амплитуды (1—10 км) на поверхности Солнца, что наблюдаются на пределе чувствительности совр. аппаратуры. Особый интерес вызывают 160-минутные пульсации Солнца, открытые А. Б. Северным с сотрудниками. Общепринятой теории, объясняющей это явление, пока не существует. В солнечных пятнах, где имеются сильные магн. поля, наблюдаются магн.-гидродинамич. колебания и волны. Это — трёхминутные колебания в хромосфере и фотосфере над тенью пятна и бегущие волны с периодами порядка четырёх минут в полутени. Возникновение этих колебаний связано с наличием резонансных слоёв для разл. типов волн. Волны, захваченные в разл. резонансных слоях, взаимодействуют друг с другом вследствие стратификации атмосферы. Существует полная теория резонансных слоёв в проводящей атмосфере с вертикальным магн. полем, что даёт возможность, напр., построить детальную модель колебаний хромосферы над пятнами.

Развивается новое направление исследований Солнца — гелиосейсмология (см. *Солнечная сейсмология*), к-рая занимается определением структуры атмосферы на основе наблюдательных данных о её колебаниях. На основе наблюдений пульсаций предпринимаются попытки проверки моделей внутр. строения Солнца. Успешно развивается сейсмология солнечных пятен.

Лит.: Гибсон Э., Спокойное Солнце, пер. с англ., М., 1977; Кокс Д. П., Теория звездных пульсаций, пер. с англ., М., 1983; Жугжда Ю. Д., Джалилов Н. С., Линейная трансформация магнитоакустогравитационных волн в наклонном магнитном поле, «Физика плазмы», 1983, т. 9, с. 1006; Zhugzhda Y. D., Locans V., Staude J., Seismology of sunspot atmospheres, «Solar Phys.», 1983, v. 82, p. 369.

Ю. Д. Жугжда.

КОЛЕБАНИЯ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЁТКИ — согласованные смещения атомов или молекул, образующих кристалл, относительно их положений равновесия (см. также *Динамика кристаллической решётки*). Если смещения малы и справедливо т. н. гармонич. приближение, то независимыми собственными К. к. р. являются нормальные колебания (моды), каждое из к-рых вовлекает в движение все атомы кристалла. Нормальное колебание имеет вид плоской волны, характеризующейся волновым вектором $\boldsymbol{k}$, к-рый определяет направление распространения фронта волны и её длину λ, вектором поляризации $\boldsymbol{e}(\boldsymbol{k})$, указывающим направление смещения атомов в волне. В процессе нормального колебания все атомы кристалла колеблются около положений равновесия по гармонич. закону с одинаковой частотой $\omega=\omega_s(\boldsymbol{k})$ (s=1, 2, 3, . . . 3ν), где s — номер ветви закона дисперсии, ν — число атомов в элементарной ячейке кристалла. Т. о., одному и тому же $\boldsymbol{k}$ отвечает 3ν мод, отличающихся

векторами поляризации e и частотами. Вектор k и индекс s однозначно определяют нормальное колебание, т. е. $\omega_s(k)$ и $e(k)$. Если $e \| k$, то мода наз. продольной (L), если $e \perp k$ — поперечной (T).

В любом кристалле существуют 3 ветви колебаний, к-рые при $\lambda \gg a$ (a — межатомное расстояние) превращаются в обычные звуковые волны в твёрдом теле с линейным законом дисперсии $\omega = c_s k$ (s=1, 2, 3), когда все атомы в элементарной ячейке кристалла колеблются в одной фазе (акустич. колебания). При более высоких частотах закон дисперсии акустич. колебаний перестаёт быть линейным. Акустич. колебания охватывают полосу частот от 0 до $\omega_{макс} \sim \pi c/a \sim 10^{13}$ с$^{-1}$. В дебаевской модели твёрдого тела принимается, что акустич. колебания обладают линейным законом дисперсии при всех частотах в интервале $0 < \omega < \omega_D$, где ω_D — т. н. дебаевская частота, к-рая по порядку величины равна макс. частоте (10^{13} с$^{-1}$) и служит важнейшим параметром спектра К. к. р. (см. *Дебая теория*).

В сложной кристаллич. решётке ($\nu > 1$) существует также ($3\nu - 3$) ветвей оптич. колебаний, отличающихся тем, что при $\lambda \gg a$ (k=0) центр масс элементарной ячейки покоится и движение кристалла сводится к относит. смещению атомов внутри элементарной ячейки. При k=0 частоты оптич. колебаний $\omega \neq 0$ (рис. 1). Как правило, полосы частот оптич. колебаний расположены выше частот акустич. колебаний, и тогда в спектре К. к. р. возникает запрещённая зона (но возможны перекрытия акустич. и оптич. полос частот). Частным случаем оптич. колебаний являются внутр. моды колебаний сильно связанных атомов в молекулярных кристаллах, частоты к-рых значительно превышают частоты акустич. колебаний.

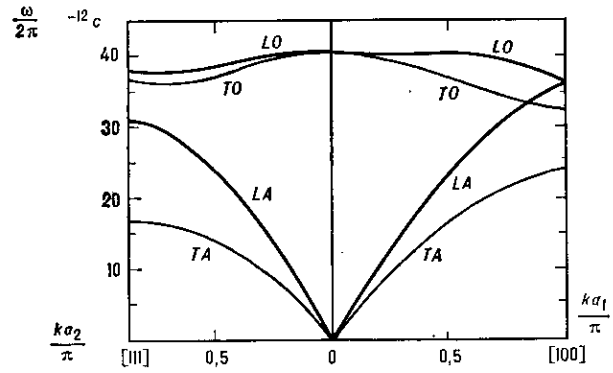


Рис. 1. Законы дисперсии акустических (A) и оптических (O) колебаний с продольной (L) и поперечной (T) поляризацией для алмаза в кристаллографических направлениях [111] и [100], a_1, a_2 — периоды решётки.

Существуют кристаллы, у к-рых нек-рые оптич. частоты сильно зависят от внеш. условий (темп-ры, давления, магн. поля и др.) и при определ. значениях этих параметров могут обращаться в 0. В результате возникает статич. деформация, т. е. перестройка элементарной ячейки, проявляющаяся в структурном фазовом переходе. Оптич. колебания *ионных кристаллов* сильно взаимодействуют с эл.-магн. полем, что приводит к появлению связанных колебаний поляризации кристаллич. решётки и эл.-магн. поля (см. *Поляритон*). Это позволяет возбуждать оптич. колебания ионных кристаллов переменным эл.-магн. полем, напр. световой волной ИК-диапазона (отсюда назв. оптич. колебаний).

Т. к. в гармонич. приближении нормальные колебания независимы, то в кристалле одновременно может быть возбуждено много мод с разными интенсивностями (амплитудами). Полное число независимых К. к. р. равно числу механич. степеней свободы всех атомов в кристалле, а их распределение между разл. частотами даёт ф-ция распределения частот $g(\omega)$. По определению $g(\omega)d\omega$ — число колебаний с частотами, лежащими в интервале от ω до $(\omega + d\omega)$, а $\int g(\omega)d\omega = 3N$, где N — число атомов в кристалле. Вид ф-ции $g(\omega)$ зависит от размерности кристалла. В трёхмерной кристаллич. решётке при низких частотах ($\omega < \omega_D$) для каждой ветви акустич. колебаний $g(\omega) \sim N\omega^2/\omega_D^3$.

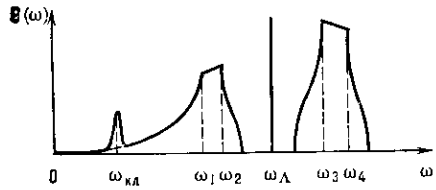


Рис. 2. Схематический вид функции распределения частот акустических и оптических ветвей; ω_1, ω_2, ω_3, ω_4 — частоты особенностей Ван Хова, $\omega_л$ и $\omega_{кл}$ — частоты локального и квазилокального колебаний.

С ростом ω поведение ф-ции $g(\omega)$ изменяется: она обращается в 0 на краях разрешённых полос, оставаясь равной 0 в запрещённых зонах, а внутри полос обладает *Ван Хова особенностями* (рис. 2). Полная плотность К. к. р. получается суммированием ф-ций $g(\omega)$ для отд. ветвей.

В двумерном кристалле для акустич. ветви (при $\omega \ll \omega_D$) $g(\omega) \sim N\omega/\omega_D^2$, а при $\omega = \omega_m$ и на краях полос оптич. частот g=const. В одномерной кристаллич. цепочке для акустич. ветви при $\omega \ll \omega_D$ $g(\omega) \sim N/\omega_D$, а вблизи $\omega_{макс}$ $g(\omega) \to \infty$ при $\omega \to \omega_{макс}$; $g(\omega) \sim N(\omega_{макс}^2 - \omega^2)^{-1/2}$.

На характер К. к. р. существенное влияние оказывают дефекты в кристаллах. Точечный дефект приводит к локальному искажению решётки и может вызвать локальные колебания, частоты к-рых попадают в запрещённые зоны бездефектного кристалла. Нормальные колебания кристалла с точечным дефектом не являются плоскими волнами: они имеют вид либо сходящихся к дефекту или расходящихся от него колебаний типа сферич. волн с центром в точке расположения дефекта (сплошной спектр частот), либо полностью локализованных у дефекта колебаний (локальные частоты). Тяжёлая примесь в кристалле порождает квазилокальное колебание, частота к-рого попадает в низкочастотную часть акустич. полосы частот.

Появление локальных и квазилокальных колебаний трансформирует $g(\omega)$: кроме плавного изменения в осн. области сплошного спектра, возникают узкие пики плотности колебаний в запрещённых зонах вблизи локальных частот $\omega_л$ и менее выраженные пики, отвечающие квазилокальным частотам $\omega_{кл}$ (рис. 2). Специфич. локализованные колебания могут возникать при наличии протяжённых дефектов. Вдоль дислокации может распространяться колебание типа изгибной волны натянутой струны. Вдоль плоского дефекта упаковки может распространяться поверхностная волна типа волны Рэлея.

Каждой волне нормального колебания с частотой ω и волновым вектором k сопоставляется совокупность квазичастиц — фононов с энергией $\mathcal{E} = \hbar\omega$ и квазиимпульсом $p = \hbar k$, число к-рых определяется интенсивностью волны. При достаточно низких темп-рах, когда кристалл механически слабо возбуждён, его термодинамич. свойства эквивалентны свойствам газов всех элементарных возбуждений; в частности, решёточная часть энергии кристалла совпадает с энергией газа *фононов*.

Квантовая природа К. к. р. проявляется в наличии т. н. нулевых колебаний атомов при T=0 К. Амплитуда нулевых колебаний обычно значительно

меньше межатомного расстояния, но в кристаллах, состоящих из лёгких атомов, она может быть немалой (см. *Квантовый кристалл*). В кристалле Не нулевые колебания столь интенсивны, что кристалл существует при $T=0$ К лишь под давлением больше 25 атм. При меньших давлениях он «плавится», превращаясь в *квантовую жидкость*. Др. кристаллы плавятся при повышении темп-ры. Плавление наступает тогда, когда ср. амплитуда колебаний атомов превышает нек-рое критич. значение.

С увеличением амплитуды колебаний становится существенной нелинейность межатомных взаимодействий — появляется ангармонизм, к-рый проявляется в кинетич. процессах (теплопроводность, поглощение ультразвука) в кристалле.

К. к. р. влияют на электропроводность металлов и полупроводников, на оптич. свойства диэлектриков. Эксперим. методы изучения К. к. р. разнообразны. С помощью *неупругого рассеяния нейтронов* можно найти закон дисперсии и поляризацию колебаний, *Мёссбауэровская спектроскопия* позволяет измерять среднеквадратичные смещения атомов при К. к. р. Локальные и квазилокальные колебания изучаются при их возбуждении ИК-излучением.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976; Лейбфрид Г., Микроскопическая теория механических и тепловых свойств кристаллов, пер. с нем., М.—Л., 1963; Косевич А. М., Физическая механика реальных кристаллов, К., 1981. *А. М. Косевич.*

КОЛЕБА́НИЯ МОЛЕ́КУЛ — один из осн. видов внутримолекулярного движения, при к-ром происходит периодич. изменение относит. расположения ядер атомов, составляющих молекулу. Роль потенц. энергии для ядерного движения играет адиабатич. электронная энергия как ф-ция ядерных координат: $U(\boldsymbol{r}_1, \ldots, \boldsymbol{r}_N)$. В общем случае нелинейных молекул адиабатич. электронная энергия зависит от $3N-6$ относит. координат ядер (N — число атомов в молекуле). Образование устойчивой молекулы возможно лишь при условии, что при нек-рых конечных значениях координат ядер $\boldsymbol{r}_i$, $i=1, \ldots, N$, ф-ция U имеет мин. значение. Координаты $\boldsymbol{r}_i$ соответствуют равновесному расположению ядер, т. е. характеризуют равновесную конфигурацию молекулы.

При малых отклонениях от положений равновесия ядра будут совершать малые колебания. В случае N-атомной нелинейной молекулы, ядра к-рой в равновесной конфигурации не лежат на одной прямой, колебат. движение характеризуется $n=3N-6$ степенями свободы. В случае линейных молекул колебат. движение имеет $n=3N-5$ степеней свободы. Гамильтониан системы, совершающей малые колебания около положений равновесия, в гармонич. приближении может быть записан в виде

$$\hat{H}=\frac{1}{2}\sum_{k=1}^{n}(\hat{P}_k+\omega_k^2 Q_k^2), \qquad (1)$$

где Q_k — нормальные координаты, или моды, колебаний, число к-рых равно числу колебат. степеней свободы молекулы, ω_k — частоты соответствующих им независимых колебаний, $\hat{P}_k=i\hbar\partial/\partial Q_k$ — операторы импульсов, соответствующих нормальным колебаниям Q_k. Поскольку гамильтониан (1) распадается на сумму независимых слагаемых, то колебат. уровни энергии представляются суммами:

$$\mathcal{E}_{[v]}=\sum_{k=1}^{n}\hbar\omega_k\left(v_k+\frac{1}{2}\right). \qquad (2)$$

Волновые ф-ции можно представить в виде произведений соответствующих ф-ций гармонич. осцилляторов:

$$\psi=\text{const}\cdot\prod_k \exp\left(-\frac{1}{2}\frac{\omega_k}{\hbar}Q_k^2\right)H_{v_k}\left(\sqrt{\frac{\omega_k}{\hbar}}\,Q_k\right), \qquad (3)$$

где v_k — колебат. квантовое число, H_{v_k} — полином Эрмита степени v_k (см. *Ортогональные полиномы*).

Энергия самого низкого уровня энергии, для к-рого все $v_k=0$, равна $\sum_k \frac{1}{2}\hbar\omega_k$ и наз. энергией нулевых колебаний. Уровни энергии, для к-рых все v_k равны нулю за исключением одного, равного 1, наз. ф у н д а м е н т а л ь н ы м и. Уровни энергии с одним $v_k>1$ наз. о б е р т о н н ы м и. С о с т а в н ы е, или к о м б и н а ц и о н н ы е, уровни энергии характеризуются неск. отличными от нуля квантовыми числами v_k. Схема колебат. уровней энергии приведена на рис. 1.

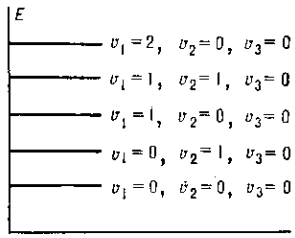


Рис. 1. Общая схема расположения колебательных уровней энергии многоатомной молекулы.

Если неск. нормальным колебаниям соответствует одна и та же частота ω_k, то её наз. к р а т н о й ч а с т о т о й. При наличии кратных частот в выражении для уровней энергии (2) появляются члены вида $g_k/2+\sum_i v_{ik}$, где g_k — число нормальных колебаний, имеющих частоту ω_k, т. е. кратность частоты. В этом случае положение колебат. уровней энергии молекулы определяется квантовым числом $v_k=\sum_i v_{ik}$ и может иметь одно и то же значение для разл. наборов v_{ik}, т. е. уровень энергии вырождается. При этом кратность вырождения равна

$$\prod_{k=1}^{n}\frac{(v_k+g_k-1)!}{v_k!\,(g_k-1)!}.$$

Т. о., основной уровень энергии невырожден, кратность вырождения фундаментального уровня равна кратности частоты.

Появление кратных частот в К. м. связано с симметрией их равновесной конфигурации. Гамильтониан молекулы (1) должен быть инвариантным относительно

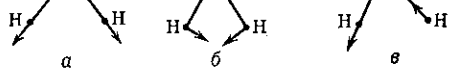


Рис. 2. Нормальные колебания молекулы воды: *а* — симметричное валентное колебание; *б* — деформационное колебание; *в* — антисимметричное валентное колебание.

преобразований симметрии. Это значит, что нормальные координаты, соответствующие одной и той же кратной частоте, осуществляют неприводимое представление группы симметрии молекулы; размерность этого представления равна кратности частоты. Для молекул с низкой симметрией возможны только невырожденные колебания, для молекул более высокой симметрии наряду с невырожденными возможны и дважды и трижды вырожденные колебания.

К. м. можно разделить на валентные, при к-рых изменяются в основном длины связей, и деформационные, при к-рых изменяются углы связей. Напр., молекула H_2O (группа симметрии C_{2V}) имеет два валентных колебания и одно деформационное (рис. 2). Молекула CO_2 (группа симметрии $D_{\infty h}$) имеет два невырожденных валентных колебания и одно дважды вырожденное деформационное колебание (рис. 3).

При учёте членов 3-го и 4-го порядков в разложении потенц. энергии по степеням нормальных координат появляются а н г а р м о н и ч. п о п р а в к и к уровням энергии гармонич. приближения. В случае двух-

атомной молекулы уровни колебат. энергии с учётом ангармонизма даются ф-лой

$$\mathcal{E}_v = \hbar\omega_e\left(v+\tfrac{1}{2}\right) - \hbar\omega_e\varkappa\left(v+\tfrac{1}{2}\right), \qquad (3)$$

где индекс e означает гармонич. приближение, а постоянная ангармоничности $\varkappa$, как правило, не превышает 0,01—0,02. Наиб. значение она имеет для молекулы водорода (0,0285) и нек-рых гидридов.

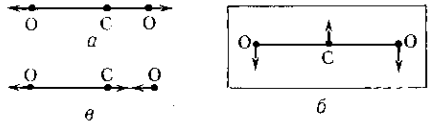


Рис. 3. Нормальные колебания молекулы CO_2: *а* — симметричное валентное колебание; *б* — дважды вырожденное деформационное колебание; *в* — антисимметричное валентное колебание.

Для многоатомных молекул уровни колебат. энергии с учётом ангармонизма в общем случае даются ф-лой

$$\mathcal{E}_{[v]} = \sum_i \hbar\omega_{0i}\left(v_i+\tfrac{1}{2}\right) + \sum_{i,\,k} d_{ik}\left(v_i+\tfrac{1}{2}\right)\left(v_k+\tfrac{1}{2}\right), \qquad (4)$$

где индексом 0 выделены частоты гармонич. приближения. Ангармонич. поправка (второй член) содержит слагаемые вида $d_{ii}(v_i+\frac{1}{2})^2$, характеризующие внутримодовый ангармонизм, и слагаемые вида $d_{ik}(v_i+\frac{1}{2})(v_k+\frac{1}{2})$ с $i\neq k$, характеризующие межмодовый ангармонизм (d_{ik} — постоянные ангармоничности). Вследствие межмодового ангармонизма нормальные колебания молекулы перестают быть взаимно независимыми. Это особенно сильно проявляется при наличии т. н. резонансов Ферми. Если двум колебат. состояниям в гармонич. приближении соответствуют одинаковые или почти одинаковые энергии, а ангармонич. члены в разложении потенц. энергии имеют ненулевые матричные элементы между этими состояниями, то возникает сильное взаимодействие между этими уровнями (резонанс). Резонанс Ферми приводит к значит. изменениям соответствующих уровней энергии и форм колебаний по сравнению с гармонич. приближением, а следовательно, и частот и интенсивностей в спектрах колебат. переходов (см. *Молекулярные спектры*). В сложных многоатомных молекулах резонансы Ферми весьма вероятны даже при невысоком уровне возбуждения и потому необходимо считаться с ним при интерпретации колебательных спектров.

Для определ. связей и валентных углов в молекулах и для разл. их сочетаний характерны определённые частоты колебаний — т. н. *характеристические частоты*.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика. Нерелятивистская теория, 3 изд., М., 1974; Колебания молекул, 2 изд., М., 1972; Герцберг Г., Колебательные и вращательные спектры многоатомных молекул, пер. с англ., М., 1949.

М. С. Курдоглян.

КОЛЕБА́ТЕЛЬНАЯ СКО́РОСТЬ ЧАСТИЦ — скорость, с к-рой движутся частицы среды, колеблющиеся при прохождении звуковой волны около положения равновесия, по отношению к среде в целом. К. с. ч. v следует отличать как от скорости движения самой среды, так и от скорости распространения звуковой волны, или *скорости звука* c.

В плоской бегущей звуковой волне $v=p/\rho c$, где p — звуковое давление, ρ — плотность среды. Величина $v\ll c$. Напр., вблизи двигателя реактивного самолёта $v\approx 2{,}5$ м/с, тогда как в воздухе $c=342$ м/с: т. е. даже для таких сильных звуков $v/c<0{,}01$. В зависимости от вида волны направление v может совпадать с направлением c, как, напр., для продольной волны, или не совпадать, как для поперечной, когда эти направления перпендикулярны. Если гармонич. волна имеет частоту f, то амплитуда К. с. ч. v_0 определяется ф-лой $v_0=2\pi f\xi_0$, где ξ_0 — амплитуда колебат. смещения частиц.

Пределы изменения К. с. ч. широки: в воздухе на пороге слышимости при $p=2\cdot10^{-5}$ Па $v\approx5\cdot10^{-8}$ м/с, при $p=10^4$ Па $v\approx25$ м/с; в воде при $p=10^5$ Па (1 атм) $v\approx7\cdot10^{-2}$ м/с; в твёрдых телах из-за больших значений ρc К. с. ч. меньше, чем в воде: в продольной волне в стали при амплитуде механич. напряжения $\sigma=1$ кгс/см^2 $v\approx3\cdot10^{-3}$ м/с, а на пределе циклич. прочности при $\sigma\approx4000$ кгс/см^2 $v\approx10$ м/с.

Определяется К. с. ч. в большинстве случаев по колебат. смещению частиц и звуковому давлению. К прямым методам измерения относится метод *Рэлея диска*.

В. А. Красильников.

КОЛЕБА́ТЕЛЬНО-ВРАЩА́ТЕЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕ́ЙСТВИЕ молекул. Вращат. и колебат. движения в молекуле не являются независимыми. При колебаниях молекулы изменяются её моменты инерции. Поэтому вращат. уровни энергии колеблющейся молекулы отличаются от соответствующих уровней «жёсткой» молекулы — молекулы с неподвижными атомными ядрами. Если считать, что вращат. постоянные A, B, C и центробежная постоянная D зависят от колебат. состояния, то, напр., для вращат. постоянной B получим:

$$B_{[v]} = B_e - \sum_i \alpha_i\left(v_i+\frac{g_i}{2}\right) - \ldots, \qquad (1)$$

где B_e — вращат. постоянная в равновесной конфигурации, α_i — малые по сравнению с B_e величины, g_i — кратность вырождения нормального колебания Q_i, суммирование проводится по всем i нормальным колебаниям. Аналогично получаются выражения для др. вращат. постоянных, к-рые позволяют вычислить вращат. уровни энергии двухатомных и многоатомных молекул в невырожденном колебат. состоянии с очень высокой точностью. В вырожденном колебат. состоянии К.-в. в. приводит к более сильным эффектам, чем приведённое изменение вращат. постоянных (1). Это связано с наличием колебат. момента импульса в вырожденном колебат. состоянии.

В случае линейной многоатомной молекулы колебат. момент может принимать значения $\sum_\alpha l_\alpha$, где $l_\alpha = v_\alpha,\ v_\alpha-2,\ v_\alpha-4,\ \ldots,\ -v_\alpha$, а суммирование проводится по всем вырожденным колебаниям. В сумме с электронным моментом он даёт полный момент молекулы l относительно её оси. Поскольку полный момент J не может быть меньше момента относительно оси, то J пробегает значения $|l|,\ |l|+1,\ \ldots$ Состояний с $J=0,\ 1,\ \ldots,\ |l|-1$ не существует.

При возбуждении дважды вырожденных колебаний молекул типа симметричного волчка и трижды вырожденных колебаний молекул типа сферич. волчка наиб. сильным становится кориолисово К.-в. в. Оно приводит к появлению члена $\pm 2A_{[v]}\sum_\alpha \xi_\alpha l_\alpha K$ в выражении для вращат. энергии симметричного волчка, где A вращат. постоянная, ξ_α — кориолисова постоянная α-го колебания, l_α — колебат. момент, K — проекция момента молекулы на ось волчка. Этот член снимает вырождение по знаку K. Для сферич. волчка в состоянии $v_\alpha=1$ трижды вырожденного нормального колебания кориолисово взаимодействие вызывает расщепление вращат. уровня на три подуровня с энергиями:

$$F^{(+)}(J) = B_{[v]}J(J+1) + 2B_{[v]}\xi_\alpha(J+1),$$
$$F^{(0)}(J) = B_{[v]}J(J+1),$$
$$F^{(-)}(J) = B_{[v]}J(J+1) - 2B_{[v]}\xi_\alpha J.$$

Кориолисовы постоянные всегда $\leqslant 1$ и имеют порядок 10^{-1}—10^{-2}. См. также ст. *Молекула*.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика. Нерелятивистская теория, 3 изд., М., 1974; Герцберг Г., Колебательные и вращательные спектры многоатомных молекул, пер. с англ., М., 1949.

М. С. Курдоглян.

КОЛЕБА́ТЕЛЬНОЕ СМЕЩЕ́НИЕ ЧАСТИ́Ц — смещение ξ частиц среды по отношению к среде в целом, обусловленное прохождением звуковой волны. К. с. ч.— одна из осн. величин, характеризующих звуковую волну. В гармонич. волне вида $p_1=p_0(r)\exp(-i\omega t)$

$$\xi=-\frac{1}{i\omega\rho c}v=\frac{1}{\rho\omega^2}\operatorname{grad}p_0(r)\exp(-i\omega t);$$

в плоской бегущей гармонич. волне $\xi=-p/i\omega\rho c$ (v — колебат. скорость частиц, $\omega=2\pi f$, f — частота звука, p — звуковое давление, ρ — плотность среды, c — скорость звука, r — пространственная координата). Направление К. с. ч. может совпадать или не совпадать с направлением распространения волны в зависимости от типа волны (см. *Упругие волны*). При всех достижимых интенсивностях звука $\xi\ll\lambda$, где λ — длина звуковой волны.

Пределы изменения амплитуды К. с. ч. широки: в воздухе при звуковом давлении $2\cdot10^{-5}$ Па на частоте 1000 Гц (порог слышимости человеческого уха) $\xi_0\approx10^{-11}$ м, при $p_0=300$ Па (порог болевого ощущения) $\xi_0\approx10^{-4}$ м.

Методы определения К. с. ч. в газах и жидкостях обычно основываются на измерении звукового давления. К. с. ч. твёрдых поверхностей измеряются с помощью разл. механич. и пьезоэлектрич. зондов, компенсируя ее возможное изменение, возникающее при их использовании. Для бесконтактного измерения К. с. ч. твёрдых тел применяется прямой оптич. метод: с помощью микроскопа определяется размытие освещённых точек на поверхности колеблющегося тела, при этом размеры размытой полосы равны удвоенной амплитуде. Используется также ёмкостный или индуктивный метод, когда колеблющаяся поверхность служит одной из обкладок конденсатора, включённого в колебат. контур радиогенератора, или входит в цепь магнитопровода катушки индуктивности контура; величина К. с. ч. вычисляется в этом случае по амплитуде модуляции частоты или напряжения этого генератора. Наиб. интерференц. методами с применением лазеров, а также емкостным методом.

В. А. Красильников.

КОЛЕБА́ТЕЛЬНЫЕ ВОЗБУЖДЕ́НИЯ ЯДЕР — возбуждённые ядерные состояния, в к-рых нуклоны совершают согласованное коллективное движение, приводящее к периодич. зависимости ядерных свойств от времени. При энергии возбуждения $\mathcal{E}$ ниже порога вылета нуклонов ($\mathcal{E}<7$ МэВ) К. в. я. проявляются как серии дискретных уровней, сходные с вибрационными полосами в *молекулярных спектрах*. При более высоких энергиях К. в. я. наблюдаются в виде широких резонансных максимумов в сечениях разнообразных ядерных реакций (*гигантские резонансы*). Для К. в. я. характерны большие вероятности эл.-магн. переходов в нижележащие состояния, усиленные по сравнению с типичными значениями для переходов нуклона с одной орбиты на другую (о д н о ч а с т и ч н ы е п е р е х о д ы). Это усиление свидетельствует о когерентном коллективном характере колебат. движения — при переходе синхронно меняется состояние мн. нуклонов.

Колебания формы ядра. Идея о существовании К. в. я. была сформулирована Н. Бором (N. Bohr) в 1936 в теории составного ядра по аналогии с макроскопич. телами, где взаимодействие между частицами создаёт упругие свойства и возможность распространения волн. Первым рассмотренным типом колебаний были колебания ядерной формы в *капельной модели ядра* [Н. Бор и Дж. Уилер (J. Wheeler), Я. Френкель, 1939]. Деформация ядра энергетически выгодна с точки зрения кулоновского отталкивания протонов, но увеличивает площадь поверхности. Ядерные силы, создающие поверхностное натяжение, возвращают форму ядра к равновесной, что приводит к колебаниям. Параметры формы являются здесь коллективными переменными, их изменение меняет энергию всех нуклонов, движущихся в общем ядерном поле. Так возникает коллективная потенц. энергия, имеющая минимум при равновесной форме ядра. Около равновесия происходят малые колебания. При больших деформациях колебания неустойчивы и ядро делится (в самых тяжёлых ядрах уже сферич. форма неустойчива к спонтанному делению). Такое макроскопич. рассмотрение качественно правильно лишь в среднем, т. к. не учитывает квантовых оболочечных эффектов.

Феноменологич. теория колебаний формы ядра была создана О. Бором (A. Bohr) в 1952. Если в нормальном состоянии плотность ядерного вещества в точке с пространств. координатой r равна $\rho(r)$, то при К. в. я. возникает периодически зависящее от времени t отклонение $\delta\rho(r,t)$ плотности от равновесной. Любое колебание можно представить комбинацией нормальных колебат. мод. Для нормальных мод сферич. ядра $\delta\rho(r,t)=\delta\rho_L(r)Y_{LM}(\theta,\varphi)\cos\omega_L t$, где $\delta\rho_L$ описывает изменение плотности при колебаниях в зависимости от радиуса r, а *сферическая функция* $Y_{LM}(\theta,\varphi)$ — в зависимости от направления (θ и φ — полярный и азимутальный углы), индексы L, M соответствуют разл. типам колебаний. Переходя к квантовому описанию, вводят для каждой моды колебат. кванты — фононы. К. в. я. характеризуются числами n_{LM} фононов сорта (LM), причём каждый фонон несёт угл. момент L (изменение орбитального момента ядра) и его проекцию M на ось колебания, энергию $\hbar\omega_L$, чётность $\pi=(-1)^L$.

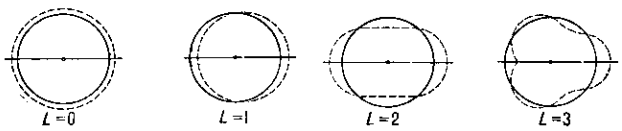


Рис. 1. Монопольная ($L=0$), дипольная ($L=1$), квадрупольная ($L=2$) и октупольная ($L=3$) моды колебаний сферического ядра с проекцией углового момента L на ось движения $M=0$. Дипольная мода—«ложная» (смещение без изменения формы).

Типы колебаний сферич. ядра с $L=0$, 1, 2, 3 и $M=0$ (продольное движение) показаны на рис. 1. Монопольная мода ($L=0$) соответствует колебаниям плотности с сохранением сферич. симметрии. Дипольная мода ($L=1$) отвечает смещению центра масс ядра и не реализуется как колебание формы. В квадрупольной моде ($L=2$) форма колеблющегося ядра является сфероидальной, а в октупольной ($L=3$) — грушевидной (назв. мод связаны с характером *гамма-излучения*, испускаемого при переходе из возбуждённого состояния, см. также *Мультипольное излучение*).

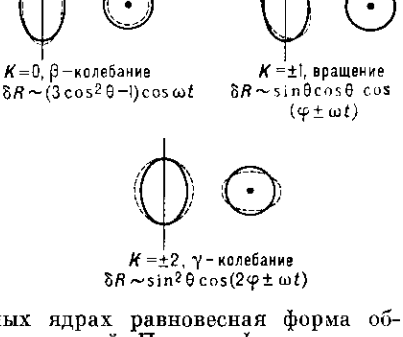


Рис. 2. Простейшие колебания формы ядра с аксиально симметричной квадрупольной деформацией (изображены проекции формы ядра в направлениях, перпендикулярном и параллельном оси симметрии); $\delta R(\theta,\varphi,t)$ — изменение радиуса поверхности в направлении (θ,φ) со временем. Мода с $K=\pm1$ — «ложная» (вращение без изменения формы).

В деформированных ядрах равновесная форма обладает аксиальной симметрией. Поэтому фононы имеют определ. значение проекции K угл. момента на ось симметрии. Энергии фононов зависят от $|K|$, так что продольные и поперечные по отношению к оси симметрии моды имеют разные частоты (рис. 2).

Из-за несжимаемости ядерного вещества изменения плотности при колебаниях формы сосредоточены в основном на поверхности ядра. Равновесную плотность $\rho(r)$ экспериментально можно определить по сечению упругого рассеяния электронов или протонов ядром. Сечение неупругого рассеяния с потерей частицей энергии, равной энергии фонона $\Delta\mathcal{E}=\hbar\omega_L$, даёт вероятность возбуждения в ядре данной моды. Измерение угл. распределения неупруго рассеянных частиц позволяет определить амплитуду $\delta\rho_L(r)$ (рис. 3).

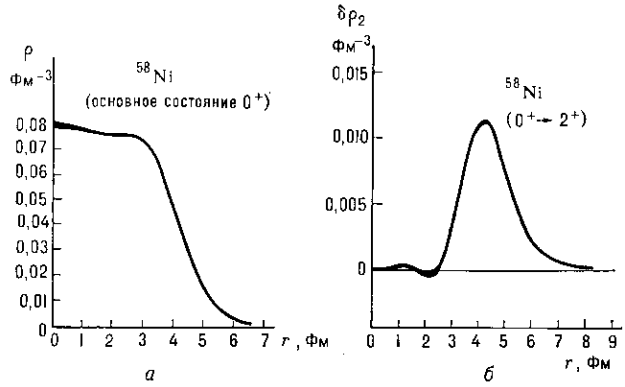


Рис. 3. *а* — Распределение зарядовой плотности $\rho(r)$ ядра ^{58}Ni в основном состоянии ($I^\pi=0^+$); *б*—амплитуда колебаний плотности $\delta\rho_2(r)$ для перехода $0^+\to2^+$, измеренная по упругому и неупругому рассеянию электронов ядром ^{58}Ni (толщина линии соответствует экспериментальным погрешностям); колебания плотности $\delta\rho_2$ имеют поверхностный характер.

Другие типы К. в. я. В колебаниях формы меняется полная локальная плотность ядерного вещества. В более общем случае вводят колебания протонной $\delta\rho_p$ и нейтронной $\delta\rho_n$ компонент. Тогда можно говорить об изоспине T фонона (изменение изоспина ядра). Синфазные колебания, в к-рых $\delta\rho_p=\delta\rho_n$, наз. *изоскалярными* ($\Delta T=0$), а противофазные ($\delta\rho_p=-\delta\rho_n$) — *изовекторными* ($\Delta T=1$). Возбуждение изовекторных мод связано с проигрышем в энергии симметрии ядра (см. *Капельная модель ядра*, *Вайцзеккера формула*), и частоты изовекторных колебаний лежат выше, чем изоскалярных. Аналогично можно рассматривать колебания спиновых плотностей, характеризуя фонон, наряду с орбитальным моментом $\boldsymbol{L}$, спином $\boldsymbol{S}$. Точными интегралами движения являются полный момент $\boldsymbol{I}=\boldsymbol{L}+\boldsymbol{S}$ и чётность $\pi(I^\pi)$.

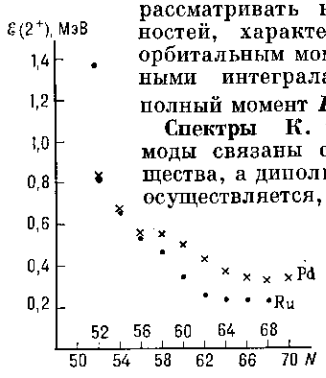


Рис. 4. Изменение энергии $\mathcal{E}(2^+)$ однофононного квадрупольного уровня с числом нейтронов N для разных изотопов Ru (точки) и Pd (крестики); $N=50$ соответствует магическому ядру с заполненными нейтронными оболочками.

Спектры К. в. я. Т. к. монопольные моды связаны со сжатием ядерного вещества, а дипольная изоскалярная мода не осуществляется, при малых энергиях возбуждения доминируют изоскалярные моды квадрупольного ($I^\pi=2^+$) и октупольного ($I^\pi=3^-$) типов. Почти во всех чётно-чётных сферич. ядрах первый возбуждённый колебат. уровень имеет $I^\pi=2^+$, что можно сопоставить с однофононным состоянием квадрупольной моды (для основных, бесфононных состояний $I^\pi=0^+$). Энергия $\mathcal{E}(2^+)$ этого уровня регулярно меняется от ядра к ядру в соответствии с заполнением нуклонами ядерных оболочек (рис. 4). В магич. и околомагич. ядрах $\mathcal{E}(2^+)$ составляет неск. МэВ в согласии с капельной моделью, но по мере заполнения оболочки $\mathcal{E}(2^+)$ падает до сотен кэВ. Одновременно с этим вероятности электрич. квадрупольного γ-излучения с переходом ядра в осн. состояние ($2^+\to0^+$) растут (в десятки раз превышая оценки одночастотных переходов).

Фононная модель предсказывает для каждой моды эквидистантный спектр n-фононных состояний с энергиями $\mathcal{E}_n=n\hbar\omega$. В сферич. ядрах этот спектр состоит из мультиплетов уровней с одинаковыми энергиями и разл. полными моментами n фононов. Эл.-магн. переходы между уровнями должны подчиняться определ. правилам отбора и соотношениям интенсивности. Так, для состояний с параллельно «выстроенными» моментами n фононов вероятности переходов $n\to n-1$ увеличиваются в n раз по сравнению с переходом $1\to0$ из однофононного состояния в основное (аналог лазерных эффектов усиления).

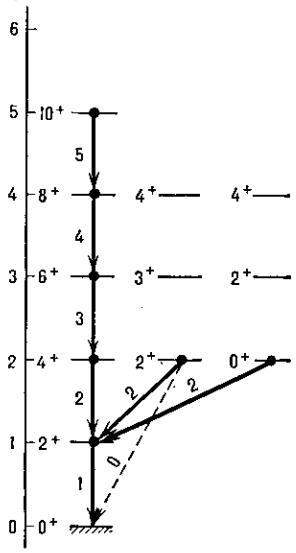


Рис. 5. Идеальная фононная схема уровней для независимых квадрупольных колебаний $\mathcal{E}(2^+)$; стрелки указывают разрешённые квадрупольные переходы с изменением числа фононов $\Delta n=1$, цифры на стрелках — относительные вероятности переходов в единицах вероятности перехода из однофононного состояния 2^+ в основное 0^+. Переход из двухфононного состояния 2^+ в основное запрещён ($\Delta n=2$).

Типичным для квадрупольной моды является триплет уровней 4^+, 2^+, 0^+ с энергией $\mathcal{E}\approx2\hbar\omega$ (рис. 5). Именно такие угл. моменты I возможны при квантовомеханич. сложении моментов двух квадрупольных фононов. До $I=12-14$ прослеживаются состояния с большим числом фононов, в частности выстроенные состояния с максимальным для n квадрупольных фононов угл. моментом $I=2n$. Такое сложение параллельно ориентированных моментов поверхностных колебаний создаёт картину, подобную вращению капли (см. также *Высокоспиновые состояния ядер*).

Энергия октупольного фонона $\hbar\omega=\mathcal{E}(3^-)$ особенно мала в ядрах тяжелее ^{208}Pb. В этой области ядер усилены электрич. октупольные γ-переходы.

В деформированных ядрах ниж. уровень 2^+ становится чисто вращательным и наблюдаются квадрупольные β- и γ-колебания (рис. 2) с энергией фононов ок. 1 МэВ и меньшей вероятностью γ-переходов, чем в сферич. ядрах. После того, как произошёл фазовый переход к статич. деформации, колебания вокруг новой равновесной формы являются более жёсткими.

Высокочастотные состояния в отличие от дискретных низкочастотных состояний, к-рые можно считать стационарными (их время жизни определяется лишь вероятностью γ-излучения и очень велико по ядерным масштабам), квазистационарны. Их ширины Γ, связанные соотношением неопределённости с временем жизни фонона $\tau\sim\hbar/\Gamma$, обусловлены передачей энергии от К. в. я. некогерентным многочастичным возбуждениям. Процесс обычно заканчивается вылетом нуклонов или α-частиц.

Микроскопическая теория К. в. я. основана на *оболочечной модели ядра*. Приближённая волновая ф-ция фонона строится как когерентная суперпозиция возбуждений частица—дырка (ч.—д.) с соответствующими данной моде квантовыми числами. В отличие от молекулы или кристалла, в ядре нет жёсткого равновес-

ного каркаса. Возбуждение ч.—д. приводит через взаимодействие с др. нуклонами к изменению ср. ядерного поля, к-рое самосогласованно создаёт восстанавливающую силу для колебаний. Перераспределение вещества в процессе колебания определяет инерционность каждой моды (эффективную массу фонона).

В силу оболочечной структуры возбуждения ч.—д. с определ. квантовыми числами сосредоточены в узкой области энергий. Взаимодействие возбуждений ведёт к отделению коллективных мод, концентрирующих значит. часть всей интенсивности переходов ч.—д. и сдвинутых по энергии от суммы оболочечных энергий частицы и дырки.

Низкочастотные колебат. моды формируются нуклонами, взаимодействующими внутри внешних, не полностью заполненных оболочек и поляризующими остов (валентные нуклоны). При наличии в ядре парных корреляций нуклонов сверхпроводящего типа (С. Т. Беляев, 1959) вместо возбуждения ч.—д. правильнее говорить о двухквазичастичных возбуждениях (разрыв куперовской пары, см. *Сверхтекучая модель ядра*). В результате коллективизации энергии квадрупольных фононов в неск. раз меньше энергий разрыва пары. При этом возникают новые моды — когерентные колебания конденсата нуклонных пар (парные вибрации; О. Бор, 1964).

Для коллективных мод, формируемых большим числом N простых (одночастичных) возбуждений ($N \sim A^{2/3}$, A — полное число нуклонов ядра), вклад каждого простого возбуждения мал. Однако из-за когерентного сложения N вкладов амплитуда коллективного мультипольного перехода (напр., квадрупольного для 2^+ — фононов) из основного в однофононное состояние усилена в $\sqrt{N}$ раз по сравнению с одночастичным переходом, что даёт фактор усиления N для вероятностей переходов.

Т. к. $N \gg 1$, искажение каждого простого возбуждения из-за выделения коллективного движения мало. Поэтому повторным построением когерентных суперпозиций можно получить многофононные состояния. В этом приближении фононы независимы. Однако учёт влияния колебаний на движение нуклонов приводит к ангармонич. взаимодействию фононов между собой, с *вращательными движениями ядер* и с одночастичными возбуждениями. Существенно модифицируются спектры нечётных ядер; вследствие взаимодействия неспаренной частицы с колебаниями её уровни расщепляются в мультиплеты «частица + фонон».

К. в. я. играют важную роль в таких коллективных процессах, как деление или слияние ядер, где диссипация энергии осн. движения идёт через возбуждение колебат. мод промежуточной двухцентровой системы. Для *деления ядер* важно наличие октупольных мод вблизи седловой точки, влияющих на угл. распределение и массовую асимметрию осколков. Тонкие детали процесса деления определяются квазистационарными колебат. уровнями во втором потенц. минимуме, существующем на стадии сильного растяжения ядра. Есть указания на колебат. движение в возбуждённых (нагретых) ядрах и в быстро вращающихся ядрах.

Лит.: Айзенберг И., Грайнер В., Модели ядер. Коллективные и одночастичные явления, пер. с англ., М., 1975; Бор О., Моттельсон Б., Структура атомного ядра, пер. с англ., т. 2, М., 1977; Ципенюк Ю. М. и др., Квантовые эффекты в низкоэнергетическом фотоделении тяжелых ядер, «УФН», 1984, т. 144, с. 3. *В. Г. Зелевинский.*

КОЛЕБА́ТЕЛЬНЫЕ СПЕ́КТРЫ — см. в ст. *Молекулярные спектры.*

КОЛЕБА́ТЕЛЬНЫЙ КО́НТУР — электрич. цепь, содержащая индуктивность L, ёмкость C и сопротивление R, в к-рой могут возбуждаться электрич. колебания (рис. 1).

К. к.— электрич. осциллятор, один из осн. элементов радиотехн. систем. Различают линейные и нелинейные К. к. В линейном К. к. его параметры L, C и R не зависят от интенсивности колебаний и период колебаний не зависит от амплитуды (изохронность колебаний). При отсутствии потерь ($R=0$) в линейном К. к. происходят свободные *гармонические колебания* с частотой $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$ (ф-ла Томпсона). Электрич. энергия колебаний сосредоточивается в ёмкости $W_э = q^2/2C$, а магнитная — в катушке индуктивности $W_м = L\dot{q}^2/2$. Периодически с периодом π/ω_0 происходит

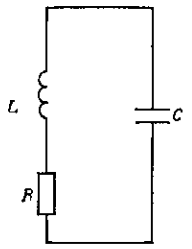


Рис. 1.

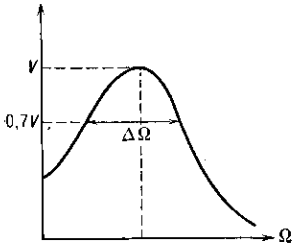


Рис. 2.

преобразование электрич. энергии в магнитную, а затем обратно, так что полная энергия системы

$$W(t) = W_э(t) + W_м(t) = \text{const} = W_э(t_0),$$

где t_0 — нач. момент зарядки конденсатора, q — заряд на конденсаторе.

В реальных К. к. из-за наличия потерь при $0 < R < 2\rho$ (где $\rho = \sqrt{L/C}$) устанавливаются затухающие колебания с частотой $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}$ и амплитудой, пропорциональной $e^{-\delta t}$, где $\delta = R/2L$ — затухание контура. Качество К. к. характеризуется его *добротностью* $Q = \rho/R = \omega_0/2\delta$. При $R > 2\rho$ в К. к. колебания отсутствуют и происходит апериодич. процесс разряда конденсатора через катушку индуктивности.

При включении в линейный К. к. генератора с переменной эдс $E = E_0 \cos \Omega t$ в цём устанавливаются *вынужденные колебания* с частотой Ω. Напр., при последоват. включении эдс амплитуда колебаний напряжения V на конденсаторе, определяемая соотношением

$$V = \frac{\omega_0^2 E_0}{\sqrt{(\omega_0^2 - \Omega^2)^2 + 4\delta^2\Omega^2}},$$

зависит не только от амплитуды внеш. эдс, но и от её частоты Ω. Зависимость амплитуды колебаний в К. к. от Ω наз. резонансной характеристикой контура (рис. 2). При $\Omega = \omega_0$ V принимает макс. значение, в Q раз превышающее амплитуду внеш. силы E_0. Величину $\Delta\Omega = \omega/Q$ наз. полосой пропускания К. к. На резонансной характеристике — это область частот вблизи ω_0, соответствующая значению амплитуды $V \approx 0{,}7QE_0$. Резонансные свойства К. к. позволяют выделить из множества колебаний те, частоты которых близки к ω_0. Именно это свойство (избирательность) К. к. используется на практике.

Линейный К. к. описывается дифференц. ур-нием вида

$$\ddot{q} + 2\delta\dot{q} + \omega_0^2 q = E_0 \cos \Omega t,$$

т. е. является (при $E_0 = 0$) системой с одной степенью свободы. Незатухающим колебаниям в К. к. без потерь ($\delta = 0$, $E_0 = 0$) на фазовой плоскости (q, $\dot{q}$) соответствуют замкнутые интегральные кривые линейного центра (рис. 3) — вложенные друг в друга эллипсы или, в частном случае, окружности.

В нелинейном К. к., когда заряд на конденсаторе q — нелинейная ф-ция напряжения или индуктивность катушки L — нелинейная ф-ция тока (напр., в случае конденсатора с сегнетоэлектриком и индуктивности

с ферромагн. сердечником), колебания будут негармоническими и незатухающим колебаниям на фазовой плоскости соответствуют замкнутые интегральные кривые, период обращения по к-рым зависит от энергии, запасённой в К. к.; при этом частота колебаний становится зависимой от амплитуды колебаний.

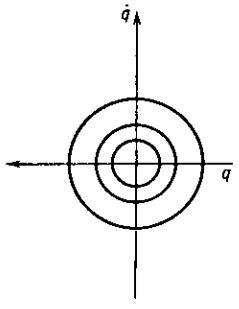


Рис. 3.

С помощью К. к. часто моделируют более сложные физ. системы, напр. резонаторы с одной эфф. степенью свободы.

Лит.: Андронов А. А., Витт А. А., Хайкин С. Э., Теория колебаний, [3 изд.], М., 1981; Основы теории колебаний, М., 1978; Рабинович М. И., Трубецков Д. И., Введение в теорию колебаний и волн, М., 1984.

В. Н. Белых.

КОЛИ́ЧЕСТВО ДВИЖЕ́НИЯ (импульс) — мера механич. движения, равная для материальной точки произведению массы m этой точки на её скорость v. К. д.— вектор, направленный так же, как вектор скорости точки. Термин «К. д.» распространён в классич. механике, в то время как в *релятивистской механике* и *квантовой механике, квантовой теории поля* обычно применяется термин «импульс». См. также *Импульс*.

КОЛИ́ЧЕСТВО ОБЛУЧЕ́НИЯ — то же, что *энергетическая экспозиция*.

КОЛИ́ЧЕСТВО ОСВЕЩЕ́НИЯ — то же, что *экспозиция*.

КОЛЛАЙДЕР (англ. collider, от collide — сталкиваться) — установка с направленными навстречу друг другу пучками заряж. частиц, предназначенная для изучения взаимодействия этих частиц при столкновениях. Существуют и строятся К. для электронов и позитронов, протонов и протонов, протонов и антипротонов, протонов и электронов, разрабатываются проекты К. для др. пар частиц. Сталкивающиеся частицы обычно предварительно ускоряются в циклич. или линейных ускорителях, накапливаются и доускоряются в накопительных кольцах (для увеличения как полного числа, так и концентрации частиц). Строятся также К., в к-рых частицы сталкиваются (однократно) сразу после выхода из линейного ускорителя, без предварит. накопления в кольцах. К. обладают тем преимуществом, что в энергию взаимодействующих частиц в системе их центра масс (а именно она определяет характер взаимодействия) в К. входит полная кинетич. энергия частиц (тогда как в ускорителях с неподвижной мишенью энергия в системе центра масс много меньше кинетич. энергии). Подробнее см. *Встречные пучки*.

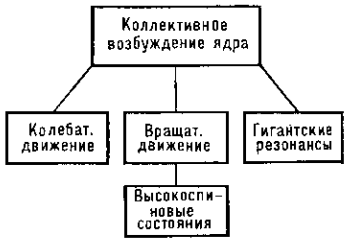
Э. Л. Бурштейн.

КОЛЛЕКТИ́ВНАЯ ЛИ́НЗА (коллектив) — линза, расположенная вблизи одной из промежуточных плоскостей изображения, создаваемых сложной оптич. системой. К. л. практически не влияет на положение и размер изображения, но изменяет направление пучков лучей, образующих изображение. Поэтому К. л. применяется либо для уменьшения поперечных габаритов установленных за ней оптич. деталей, либо для сопряжения входных и выходных зрачков отд. частей системы. Наиб. часто К. л. используются в зрительных трубах с линзовыми оборачивающими системами с целью уменьшения диаметров последних.

А. П. Грамматин.

КОЛЛЕКТИ́ВНЫЕ ВЗАИМОДЕ́ЙСТВИЯ — взаимодействия между *коллективными переменными* в системе, состоящей из большого числа частиц.

КОЛЛЕКТИ́ВНЫЕ ВОЗБУЖДЕ́НИЯ ЯДЕР — многонуклонные возбуждения атомных ядер, в к-рых движение отд. нуклонов коррелировано. По энергии К. в. я. можно разделить на низкочастотные колебательные и вращат. возбуждения (до энергий ~2,5—3 МэВ) и высокочастотные возбуждения, наз. *гигантскими резонансами*, с энергией ~10 МэВ (рис.). В образовании низкочастотных К. в. я. в основном принимают участие нуклоны частично заполненных оболочек, в образовании высокочастотных — нуклоны из заполненных оболочек. К. в. я. проявляются в структуре спектров возбуждённых состояний ядер, в их статич. свойствах (магн. и электрич. моменты) и в усилении эл.-магн. переходов. Исследование К. в. я. наряду с одночастичными возбуждениями позволяет получить информацию о свойствах ядра и о деталях его внутр. структуры (см. *Оболочечная модель ядра*).



Коллективное движение ядра существенно отличается от коллективного движения *молекул*. Атомы в молекулах образуют «жёсткую» структуру. Поэтому коллективное движение молекулы сводится к изменению её ориентации в пространстве (т. е. к вращению) и к нормальным колебаниям атомов вблизи положения равновесия. Ядро можно рассматривать как систему почти независимых *квазичастиц* — нуклонов, движущихся в ср. поле. Разл. типы К. в. я. формируются под действием слабого взаимодействия между квазичастицами (т. н. остаточное взаимодействие), коррелирующего их движение. Сложная структура ядерных сил (*обменные взаимодействия*, спин-спиновые и др.) приводит к тому, что ядро является уникальной многофермионной системой с точки зрения многообразия коллективных видов движения (мод). Можно считать, что моды остаются (приблизительно) независимыми при образовании спектра возбуждённых состояний ядра.

Мн. типы К. в. я. можно установить, используя классич. макроскопич. картину движения ядра как тела конечных размеров, состоящего из двух сортов частиц — протонов и нейтронов. Тривиальным является поступат. движение ядра, более интересно — *вращательное движение ядер* (несферических). Последнее связано с квадрупольной степенью свободы ядра, к-рая ответственна за наиб. распространённый вид низкочастотных К. в. я. (см. также *Высокоспиновые состояния ядер*). Первый возбуждённый уровень почти всех известных ядер имеет угл. момент $I=2$ и *чётность* $\pi=+1$ ($I^{\pi}=2^{+}$). В сферич. ядрах это колебат. возбуждение, представляющее собой почти гармонич. колебания квадрупольного типа относительно сферич. равновесной формы. В области *деформированных ядер* состояния 2^{+} относятся к первому вращат. возбуждению. Последующие уровни колебат. и вращат. возбуждений образуют т. н. коллективные полосы. Состояния в полосе связаны между собой интенсивными (приблизительно в 100 раз больше одночастичных) прямыми или каскадными эл.-магн. $E2$-переходами (см. *Мультипольное излучение*). Переходы между уровнями полосы и др. возбуждёнными состояниями ядра значительно слабее. Коллективные полосы квадрупольного типа обнаружены у всех ядер, не слишком близких к *магическим ядрам*. В большинстве случаев эти полосы нельзя разделить на чисто колебательные и чисто вращательные. Это прежде всего относится к переходным от сферических к деформированным ядрам, квадрупольные возбуждения к-рых образуют сложную промежуточную структуру колебательно-вращат. типа. В нечётных и нечётно-нечётных ядрах структура полос искажается взаимодействием нечётного нуклона с коллективным движением. Свойства квадрупольных К. в. я. существенно зависят от парных корреляций нуклонов сверхпроводящего типа.

Октупольные К. в. я. наблюдаются у всех ядер, в т. ч. и магических. Они в основном представлены первым колебат. состоянием 3^-. О низкочастотных К. в. я. более высокой мультипольности данных мало. Нек-рые типы гигантских резонансов также являются колебаниями формы ядра разл. мультипольности, тогда как другие не имеют классич. аналога.

Теоретич. описание К. в. я. основано на двух разл. подходах — феноменологическом и микроскопическом. В феноменологич. моделях вводятся коллективные степени свободы ядра. Соответствующий коллективный гамильтониан содержит феноменологич. параметры (индивидуальные для каждого ядра), к-рые, как правило, подбираются из условия наилучшего согласия с экспериментом. В основе микроскопич. подхода лежит представление о ядре, как системе нуклонов, движущихся в ср. поле и взаимодействующих друг с другом (остаточное взаимодействие). Последнее, как правило, вводится феноменологически. Напр., короткодействующее спаривательное взаимодействие и длиннодействующее квадрупольное, ответственное за квадрупольные степени свободы ядра. Параметры остаточного взаимодействия подбираются сразу для большой группы ядер.

Лит.: Бор О., Моттельсон Б., Структура атомного ядра, пер. с англ., т. 2, М., 1977.

И. М. Павличенков.

КОЛЛЕКТИВНЫЕ МЕТОДЫ УСКОРЕНИЯ — методы ускорения заряж. частиц, а также их удержания в процессе ускорения, в к-рых используются собственные эл.-магн. поля, возникающие в результате взаимодействия одной группы зарядов с другой либо в результате взаимодействия группы зарядов с эл.-магн. волной или плазмой (в отличие от обычных методов ускорения, в к-рых создаваемые внеш. поля, электрические или магнитные, имеют конфигурацию, обеспечивающую как ускорение, так и удержание в процессе ускорения заряж. частиц). В зависимости от характера взаимодействия различаются способы и модификации коллективного ускорения частиц.

История развития К. м. у. В 1956 В. И. Векслер, Я. Б. Файнберг и Г. И. Будкер предложили использовать собственные поля заряж. частиц для целей ускорения и удержания частиц — когерентные методы, плазменные волноводы и релятивистски стабилизированный пучок [1].

К о г е р е н т н ы е м е т о д ы рассматривали взаимодействие компактного плотного сгустка частиц с эл.-магн. волной, пучком электронов или др. сгустком частиц. При достаточной малости размеров сгустка в процессе ускорения, обеспечивающей когерентное (синхронное) воздействие на всю ускоряемую группу частиц, сила, действующая на сгусток, пропорциональна квадрату числа зарядов в сгустке. Величина напряжённости ускоряющих частицы полей в этом случае может во много раз превышать достижимые техникой и составляет 10^7—10^8 В/см.

П л а з м е н н ы й в о л н о в о д предназначен для формирования в плазме такой эл.-магн. волны, к-рая может обеспечить одновременно условия ускорения частиц и их поперечного удержания. Плазма как среда для волновода выбиралась из условия создания высокой напряжённости ускоряющего поля.

Р е л я т и в и с т с к а я с т а б и л и з а ц и я основана на явлении самофокусировки для кольцевого пучка релятивистских частиц. Условие самофокусировки впервые было сформулировано У. Беннеттом в 1934 [2]. Кроме сил кулоновского расталкивания, в релятивистском пучке частиц существует магн. сила взаимодействия параллельно движущихся частиц с зарядом одного знака, существенно ослабляющая кулоновское расталкивание. Ослабление происходит в γ^2 раз (γ — релятивистский фактор, равный отношению энергии частиц к их энергии покоя). За счёт добавления в пучок покоящихся частиц с противоположным знаком заряда силы кулоновского расталкивания могут быть не только скомпенсированы, но и поменять знак, т. е. расталкивание превратится в стягивание пучка. Это, очевидно, имеет место при $N_2 > N_1/\gamma^2 Z$, где N_1 и N_2 — плотности соответственно движущихся частиц и покоящихся частиц «примеси». Если при этом $N_2 < N_1$, то добавленные покоящиеся частицы в свою очередь удерживаются суммарным кулоновским полем (магн. поле на покоящиеся частицы не действует). Т. о., при условии

$$N_1 > N_2 > N_1/\gamma^2 Z \qquad (1)$$

имеет место самофокусировка релятивистского пучка с примесью зарядов противоположного знака собственными электрич. и магн. полями. Если это условие обеспечить, напр., в *бетатроне*, то эффективность работы ускорителя возрастёт во много раз, т. к. условие поперечного удержания пучка оказывается выполненным за счёт самофокусировки. Стягивание пучка за счёт сил самофокусировки прекращается только при сечениях кольца $\sim 10^{-4}$ см. Полученное таким способом состояние кольцевого пучка является стационарным.

Конкретная реализация этих общих предложений пошла по ряду направлений. Рассмотрим основные из них.

Ускорение в поле пространственного заряда. Этот способ ускорения был открыт экспериментально в 1968 С. Грейбиллом и Дж. Аглумом [3]. Ионы ускоряются потенц. ямой пространств. заряда, создаваемой мощным электронным пучком. Электронный пучок, ускоряемый от анода к катоду, не будет распространяться в область за анодом, если его ток больше предельного; накопление пространств. заряда электронов за анодом, запирающее пучок (виртуальный катод), создаёт потенц. яму для ионов (рис. 1). Глубина ямы достигает значений, больших 1 МВ. Ионы могут создаваться за счёт ионизации электронами атомов остаточного газа или вводиться специально сформированными струями газа. При образовании ионов происходит частичная нейтрализация электронного заряда, запирающее действие накопленного электронного заряда ослабляется и электронный пучок распространяется дальше за анод. Вместе с перемещением ямы пространств. заряда происходит перемещение ионов, захваченных внутрь ямы. Величина энергии ускоренных таким методом ионов может превышать энергию электронов пучка в десятки раз. Для протонов макс. полученная энергия составляет 60 МэВ, что существенно превышает глубину потенц. ямы, в к-рой ускоряются ионы. Чтобы ионы удерживались потенц. ямой электронов, движение ямы должно строго регламентироваться. Существует и изучается неск. схем, в к-рых движение ямы заранее программируется. Особенно интересным представляется ускоритель М. Фридмана [4]. В его схеме полый электронный пучок проходит через прерыватель, где создаётся последовательность полых «электронных цилиндров». Затем пучок проходит в ведущем магн. поле, образованном рядом коротких соленоидов. Когда цепочка электронных цилиндров проходит в таком «гофрированном» магн. поле, радиусы цилиндров в соответствии с полем попеременно уменьшаются и увеличиваются. При изменении радиуса заряж. цилиндров возникает перем. осевое электрич. поле, к-рое можно представить как сумму двух эл.-магн. волн: медленной прямой волны и обратной. Фазовую скорость прямой — ускоряющей — волны можно изменять за счёт изме-

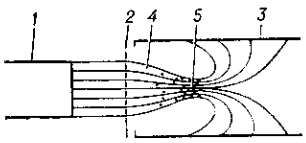


Рис. 1. Ускорение в поле пространственного заряда: *1* — катод; *2* — анод; *3* — труба дрейфа; *4* — электронный пучок; *5* — потенциальная яма с ионами.

нения периода магн. поля, его величины, тока пучка и периода дробления пучка.

Волновые ускорители. Это направление является развитием предложения о плазменных волноводах. В электронном пучке, распространяющемся в вакууме и удерживаемом продольным магн. полем H, возбуждается и используется для ускорения ионов волна пространств. заряда с отрицат. энергией, т. е. волна, для к-рой характерно увеличение амплитуды ускоряющего ионы поля по мере затраты энергии на ускорение ионов (рис. 2). Проведены два демонстрац. эксперимента, показавшие возможность возбуждения и управления такой волной. В экспериментах использовались волны разной физ. природы: циклотронная [5] и ленгмюровская [6], обладающие отрицат. энергией. Для волновых ускорителей наиб. сложным является получение низких нач. фазовых скоростей волны, необходимых для инжекции ионов в потенц. яму волны. В опытах с циклотронными волнами для этого используют низшую циклотронную моду. Для её возбуждения применяют спиральную секцию, резонансно возбуждаемую на круговой частоте ω_0. При этом фазовая скорость возбуждаемой в пучке волны равна

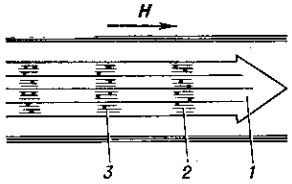


Рис. 2. Ускорение медленной волной в пучке: *1* — электронный пучок; *2* — медленная волна; *3* — ионы, захваченные волной.

$$v_\Phi = \frac{v_e}{1+eB/\gamma mc\omega_0}, \qquad (2)$$

где v_e — скорость электронов, $eB/\gamma mc=\Omega$ — циклотронная частота (e и m — величина заряда и масса электрона, B — магн. индукция). Создавая сильное магн. поле (большие значения Ω) и выбирая сравнительно низкую частоту ω_0, фазовую скорость вначале можно сделать достаточно малой для захвата ионов в режим ускорения. Последующее увеличение фазовой скорости осуществляется за счёт уменьшения магн. поля по длине ускорения. [Для аналогичного ускорителя с ленгмюровскими волнами параметром, меняющим фазовую скорость, является плазменная частота, к-рую можно регулировать изменением геом. фактора (напр., расстояния от пучка до стенки трубы дрейфа).] Ниже приведены рассчитанные в [5] параметры строящегося ускорителя такого типа.

Энергия электронного пучка	3 МэВ
Ток электронного пучка в импульсе	30 кА
Длительность импульса тока пучка	200 нс
Частота циклотронной волны	250 МГц
Магнитная индукция по длине	25 кГс — 2 кГс
Энергия ионов	30 МэВ
Ток ионов в импульсе	30 А
Длина ускорителя	4 м

Точности поддержания параметров для обеспечения синхронизации во всё время ускорения очень высоки, и это определяет сложность реализации ускорителя.

Ускорители с электронными кольцами используют для ускорения и удержания ионов потенциальную яму специально сформированного кольца релятивистских электронов. Метод был предложен в ОИЯИ (Дубна) в 1967 [7].

В плотном электронном сгустке электрич. поле на границе определяется плотностью числа электронов ρ и размерами сгустка a, т. е. пропорционально ρ/a. В центре сгустка поле равно нулю, и, т. о., сгусток образует потенц. яму. Помещённый в такой сгусток положит. ион с зарядом Ze и массой M будет испытывать действие силы поля сгустка, направленное к его центру, и совершать колебат. движения. Ион удерживается потенц. ямой электронного сгустка. Если под действием внеш. сил электронный сгусток начнёт двигаться с ускорением w, то силы инерции, действующие на ион, Mw, будут направлены противоположно силам удержания. Если сгусток электронов и внеш. силы, определяющие ускорение, выбраны правильно: $eZ\rho/a>Mw$, то ион движется вместе со сгустком, т. е. скорости сгустка и иона в среднем совпадают. При этом приобретённые энергии электронов и ионов будут соотноситься (при одинаковых скоростях) как массы частиц: M/m. Даже для самого лёгкого из ионов — протона это отношение равно 1840, для остальных ионов оно в A раз больше (A — атомный номер элемента). Такой большой выигрыш в энергии иона делает реализацию данного метода весьма перспективной. В приведённых рассуждениях предполагалось сохранение первонач. размеров сгустка электронов, что обеспечивает непрерывность процесса ускорения. Одним из отличий этого метода ускорения от других К. м. у. является то, что среди условий, наложенных на сгусток, есть условие сохранения его размеров (также за счёт собств. полей). Всем условиям, наложенным на сгусток, удовлетворяет образование в виде компактного кольца релятивистских электронов, движущихся в магн. поле, в сечении к-рого находятся покоящиеся ионы. Число ионов выбрано так, что удовлетворяется условие самофокусировки: $N_e/\gamma^2<N_i<N_e$, где N_i и N_e — соответственно число ионов и электронов в кольце. Если $\gamma\gg1$, то имеются широкие возможности выполнения этого соотношения. Варьируя число ионов, можно обеспечить в ускорителе как условия набора энергии ионами, так и достаточно большое количество ионов в одном кольце. Для прототипов ускорителей такого вида величина γ выбрана равной 30—40. При этом, естественно, как во всех К. м. у., необходимо иметь достаточную плотность электронов в кольце — именно это определяет большую эффективность ускорения. Напряжённость электрич. поля на границе сечения кольцевого сгустка равна:

$$E=\frac{N_e e}{\pi R a},$$

где R — радиус кольца, a — радиус его сечения.

Принцип работы такого ускорителя и реальные его параметры рассмотрим на примере конкретной схемы ускорителя ОИЯИ [8]. Инжектором электронов служит индукц. линейный ускоритель, позволяющий получать сравнительно высокие импульсные токи электронов (неск. кА) с малым разбросом частиц по энергиям, что существенно для получения плотных сгустков. Инжекция и захват электронов на замкнутую орбиту происходят в магн. поле т. н. *адгезатора* — адиабатич. генератора заряж. тороидов. В адгезаторе формируется компактное кольцо электронов за счёт адиабатич. (медленного по сравнению с периодом обращения электронов) сжатия в растущем магн. поле. При этом R и a кольца (так же, как в бетатроне с переменным радиусом) изменяются обратно пропорционально $\sqrt{B}$ (рис. 3). Энергия электронов, а следовательно, и фактор γ увеличиваются пропорционально $\sqrt{B}$. Для конкретного ускорителя после сжатия в адгезаторе: $N_e=10^{13}$, $R=3$ см, $a=0{,}15$ см, $\gamma=35$, что обеспечивает поле на границе кольца 10^6 В/см. В этом состоянии источник нейтральных атомов (напр., водорода) формирует их поток сквозь электронное кольцо. Электроны ионизуют проходящий сквозь кольцо газ, и образовавшиеся ионы автоматически попадают в

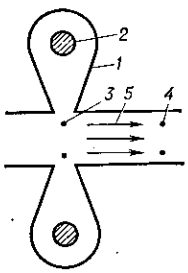


Рис. 3. Ускорение электронными кольцами: *1* — адгезатор; *2* — сечение кольца электронов до сжатия; *3* — сжатое электронное кольцо; *4* — ускоренное электронионное кольцо; *5* — ускоряющее поле.

потенц. яму электронов. Оптим. соотношение для числа протонов и электронов составляет 0,01, что соответствует 10^{11} протонов. При этом все условия удержания выполнены, и дальше такой сгусток ускоряется во внеш. электрич. поле. Точнее, внеш. поле ускоряет электронную компоненту сгустка, ионная же компонента ускоряется и удерживается полем электронного сгустка. Эффективность ускорения определяется отношением $M/m\gamma$, поэтому рассмотренная схема применяется для ускорения тяжёлых ионов. Реализуется $M/m\gamma \sim 50$.

Автоускорение — один из способов повышения энергии нек-рой доли заряж. частиц пучка за счёт его взаимодействия с высокочастотной пассивной структурой (напр., резонатором); впервые предложен А. А. Коломенским [9].

В связи с быстрым развитием электронных ускорителей большой мощности появилась возможность с высокой степенью эффективности трансформировать с помощью коллективных эффектов энергию электронного пучка в энергию пучка ионов. Такие устройства наз. ионными диодами.

Однако энергии мощных электронных пучков, получаемых на диодных системах ускорения, составляют лишь 1—2 МэВ, получение таким способом пучков более высоких энергий приводит к существ. увеличению стоимости установок и сопряжено с решением сложнейших инженерных и физ. проблем. Чтобы обойти эти трудности, и применяется метод автоускорения. Процесс автоускорения заключается в передаче энергии большей части частиц пучка малой его части, за счёт чего существенно увеличивается энергия последней. Это достигается в результате взаимодействия мощного пучка с высокочастотной пассивной структурой. При этом часть энергии пучка идёт на возбуждение ускоряющего поля в структуре, под действием к-рого ускоряется та часть частиц, к-рая попадает в благоприятную фазу поля. Опыты с обычной волноводной структурой показали возможность увеличения энергии части электронов в 2—3 раза. Опыты по более строгому фазированию системы одиночных резонаторов и спец. предварит. формированию пучка электронов позволили продолжить процесс резонансного самоускорения и получать электронные пучки большой мощности с энергией 10 МэВ.

Ускорители с коллективной фокусировкой. Первое предложение ускорителя, использующего коллективные поля для фокусировки частиц, было сделано Г. И. Будкером. Радиальное электрич. поле интенсивного электронного пучка в кольцевом ускорителе предполагалось использовать для удержания ионов на круговой орбите. Такое двухкомпонентное кольцо получило назв. *будкеровского кольца*. Добавление к предложению Будкера нескольких существ. деталей делает эту идею реализуемой [10]. Осн. идея изменений — создать гофрированное тороидальное маги. поле с помощью цепочки попарно замкнутых маги. зеркал. Если в такую систему инжектировать плотное облако

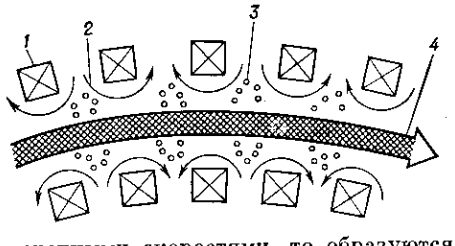


Рис. 4. Ускоритель с коллективной фокусировкой: *1* — катушки магнитного поля; *2* — магнитное поле; *3* — электроны, удерживаемые магнитным полем; *4* — ускоряемый пучок ионов.

электронов с поперечными скоростями, то образуются цепочки электронных линз, создающих потенц. яму для ионов, ускоряемых индукц. полем (как в бетатроне) (рис. 4). При этом электроны не ускоряются вдоль тороида и, следовательно, не нагружают ускоряющего генератора, а удерживаются системой маги. зеркал. Ф-ции ускорения и удержания в такой системе строго разделены. Такой ускоритель может быть и линейным.

Лит.: 1) Fainberg I. B., The use of plasma waveguides as accelerating structures in linear accelerators, в кн.: CERN Symposium of high energy accelerators and pion physics, Proceedings, v. 1, Gen., 1956, p. 84; Veksler V. I., Coherent principle of acceleration of charged particles, там же, p. 80; Budker G. J., Relativistic stabilized electron beam, там же, p. 68; 2) Bennett W. H., Magnetically self-focusing streams, «Phys. Rev.», 1934, v. 45, p. 890; 3) Graybill S. E., Uglum J. R., Observation of energetic ions from a beam-generated plasma, «J. Appl. Phys.», 1970, v. 41, p. 236; 4) Friedman M., The CPA (A collective particle accelerator), «IEEE Trans. Nucl. Sci.», 1979, v. NS-26, № 3, p. 4186; 5) Sloan M. L., Drummond W. E., Autoresonant accelerator concept, «Phys. Rev. Lett.», 1973, v. 31, p. 1234; 6) Sprangle P., Drobot A. T., Manheimer W. M., Collective ion acceleration in a converging wave guide, «Phys. Rev. Lett.», 1976, v. 36, p. 1180; 7) Veksler V. et al., Collective linear acceleration of ions, Proc. of the 6-th International conf. on high energy accelerators, USA CEAL-2000, 1967, p. 289; 8) Саранцев В. П., Перельштейн Э. А., Коллективное ускорение ионов электронными кольцами, М., 1979; 9) Kolomenskii A. A., Particle acceleration by electron beams, «Particle Accel.», 1973, v. 5, № 2, p. 73; 10) Mondelli A. A., Rostoker N., The collective focusing ion accelerator, в кн.: Collective methods of accelerations, L., 1979, p. 611.

В. И. Саранцев.

КОЛЛЕКТИ́ВНЫЕ ПЕРЕМЕ́ННЫЕ — динамич. величины, описывающие такие бозевские возбуждения статистич. систем, к-рые представляют собой согласованное коллективное движение всех частиц системы. Коллективные возбуждения характерны для большинства статистич. систем (с большим числом N взаимодействующих друг с другом частиц). В ряде случаев отдельному такому возбуждению можно сопоставить волновой процесс, параметры к-рого определяют К. п.

Наиб. наглядная реализация коллективного возбуждения системы — волна плотности числа частиц. Для оператора плотности числа частиц

$$\rho(\boldsymbol{r}) = \sum_{j=1}^{N} \delta(\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}_j), \quad \int \rho(\boldsymbol{r})\, d\boldsymbol{r} = N,$$

его фурье-компонента

$$\rho_{\boldsymbol{k}} = \int \rho(\boldsymbol{r}) \exp(-i\boldsymbol{k}\boldsymbol{r})\, d\boldsymbol{r} = \sum_{j=1}^{N} \exp(-i\boldsymbol{k}\boldsymbol{r}_j)$$

есть К. п., соответствующая волне плотности с волновым вектором $\boldsymbol{k}$.

Такие гармонич. процессы являются возбуждениями бозевского типа. Описывающие их динамич. величины (в частности, $\rho_{\boldsymbol{k}}$) можно выбрать в качестве К. п., с помощью к-рых удаётся описать микроскопич. состояние системы, выразить в терминах К. п. операторы динамич. величин, относящихся ко всей системе, разработать приближенные методы расчёта осн. характеристик системы и т. д.

К. п. адекватно отражают структуру возбуждений системы в области длинных волн (по сравнению, напр., со ср. межатомным расстоянием, когда ещё можно говорить о волнах плотности). Поэтому они эффективны при описании тех свойств системы, к-рые связаны с учётом дальнодействующей части взаимодействия между частицами (особенно для систем с кулоновским взаимодействием). В ряде случаев гамильтониан взаимодействия H_1 целиком выражается в терминах К. п., напр.:

$$H_1 = \sum_{i<j} \Phi(|\boldsymbol{r}_i - \boldsymbol{r}_j|) = \sum_{k \neq 0} N\nu(\boldsymbol{k})\, \rho_{\boldsymbol{k}} \rho_{-\boldsymbol{k}}/V + \\ + N^2\nu(0)/V - \sum_{\boldsymbol{k}} N\nu(\boldsymbol{k})/V,$$

где $\Phi(\boldsymbol{R})$ — потенциал взаимодействия, V — объём системы, $\nu(\boldsymbol{k}) = \int \Phi(\boldsymbol{R}) \exp(-i\boldsymbol{k}\boldsymbol{R})\, d\boldsymbol{R}$.

В общем случае при переходе к К. п. в гамильтониане выделяют части, выраженные через К. п. и через исходные индивидуальные переменные, а также смешанную часть, соответствующую взаимодействию

коллективных возбуждений с возбуждениями отд. частиц. В первой части гамильтониана гл. роль играет квадратичная по К. п. форма, члены более высокого порядка интерпретируют как динамич. взаимодействие коллективных возбуждений.

Число К. п. и число оставшихся индивидуальных переменных, необходимых для описания микроскопич. состояния системы, должно равняться исходному числу степеней свободы. Учёт этого ограничения необходим при расчёте статистич. средних и статистич. суммы, часть к-рой может быть подсчитана с помощью переменных типа ρ_k, а часть («коротковолновая») — с помощью исходных переменных.

Примеры К. п. в статистич. системах:

а) В жидкостях К. п. соответствуют помимо плотности числа частиц $\rho(\boldsymbol{r})$ ещё четыре величины: плотности импульса и энергии

$$\boldsymbol{p}(\boldsymbol{r}) = \sum_{j=1}^{N} \boldsymbol{p}_j \delta(\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}_j), \quad \varepsilon(\boldsymbol{r}) = \sum_{j=1}^{N} \varepsilon(\boldsymbol{p}_j)\, \delta(\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}_j).$$

Обычно рассматривают фурье-компоненты этих переменных, ρ_k, $\boldsymbol{p}_k$ и ε_k, к-рые в пределе $k \to 0$ переходят в интегралы движения: полное число частиц, полный импульс и полную энергию системы. При значениях волнового вектора $k = |\boldsymbol{k}|$, меньших обратного ср. расстояния между частицами, эти величины меняются достаточно медленно. Исследование ур-ний движения для этих К. п. и их корреляц. ф-ций является предметом молекулярной гидродинамики.

б) В твёрдом теле в гармонич. приближении микроскопич. состояние можно представить как суперпозицию нормальных колебаний всей системы, каждому из к-рых сопоставляется К. п. Это т. н. *фононы*.

в) В электронном газе с кулоновским взаимодействием К. п. являются величины ρ_k, к-рые в нулевом приближении соответствуют плазменным колебаниям с ленгмюровской частотой (см. *Плазма*). Дальнейшее развитие метода связано с учётом взаимодействия К. п. с индивидуальными переменными. В случае, когда величина $\nu(k)$ конечна при $k=0$, а также в случае, когда спектр индивидуальных возбуждений отделён от энергии осн. состояния конечной щелью (в сверхпроводниках), коллективные возбуждения при $k \to 0$ реализуются как акустич. колебания с частотой $\omega = ck$. Колебания вырожденных ферми-жидкости или ферми-газа (т. н. *нулевой звук*) также являются коллективными возбуждениями.

г) В слабо неидеальном вырожденном *бозе-газе* аналогичная процедура введения К. п. приводит к появлению характерного спектра для зависимости энергии коллективного возбуждения $\hbar\omega$ от импульса $\hbar k$:

$$\hbar\omega = \left[\frac{\hbar^2 k^2}{2m}\left(\frac{N}{V}\nu(k) + \frac{\hbar^2 k^2}{2m}\right)\right]^{1/2},$$

соответствующего при $k \to 0$ фононному спектру (Н. Н. Боголюбов, Д. Н. Зубарев, 1955).

д) В магнетиках низкоэнергетич. возбуждения реализуются в виде *магнонов* (колебаний магн. момента). К. п. (фурье-компоненты магн. момента) дают в нулевом приближении удовлетворит. описание осн. свойств магнетиков при низких (по сравнению с точкой Кюри) темп-рах.

е) К. н. используют и для описания коллективных эффектов в тяжёлых ядрах (объёмных колебаний и колебаний поверхности ядра, включая эффекты её несферичности).

Лит.: Бом Д., Общая теория коллективных переменных, пер. с англ., М., 1964; Хаар Д. тер, Введение в физику систем многих частиц, пер. с англ., М., 1961; Юхновский И. Р., Головко М. Ф., Статистическая теория классических равновесных систем, К., 1980; Boon J., Yip S., Molecular hydrodynamics, N. Y., 1980. *Д. Н. Зубарев.*

КОЛЛИМА́ТОР (от лат. collimo, искажение правильного collineo — направляю по прямой линии) — оптич. устройство для получения пучков параллельных лучей. К. состоит из объектива (в простейшем случае — вогнутого зеркала), в фокальной плоскости к-рого помещён яркий источник света малой величины (точечная нить лампы, освещённое отверстие диафрагмы). Объектив и источник света укрепляются в зачернённой изнутри трубе (или корпусе иной формы). Неидеальная параллельность пучка, выходящего из К., обусловлена конечным размером светящегося предмета и аберрацией объектива (см. *Аберрации оптических систем*). К. применяются, напр., в астрономии для выверки больших измерит. инструментов и определения их коллимационной ошибки, в спектральных приборах для получения пучков света, направляемых в диспергирующую систему, в разнообразных измерит., испытат. и выверочных оптико-механич. приборах. К. входит в состав автоколлимационных устройств (см. *Автоколлимация*).

КОЛМОГО́РОВА УРАВНЕ́НИЯ — ур-ния для переходной ф-ции *марковского случайного процесса*. Получены А. Н. Колмогоровым в 1938. В простейшем случае процесса со счётным множеством состояний $\{i\}$ переходная ф-ция $p_{ij}(s, t)$ есть вероятность перехода из состояния i в момент s в состояние j в момент t. К. у. для p_{ij} имеет вид

$$\partial p_{ij}(s, t)/\partial s = \sum_k \alpha_{ik}(s)\, p_{kj}(s, t)$$

(первое, или обратное, К. у.),

$$\partial p_{ij}(s, t)/\partial t = \sum_k p_{ik}(s, t)\, \alpha_{kj}(t)$$

(второе, или прямое, К. у.), где $\alpha_{ij}(s) = \lim_{t \to s} [p_{ij}(s, t) - \delta_{ij}]/(t - s)$, $t > s$; δ_{ij} — *Кронекера символ*. В физ. задачах чаще всего встречается марковский процесс диффуз. типа с континуумом состояний $\{x\}$, для к-рого существуют плотность переходной ф-ции $p(s, x \mid t, y)$ — плотность вероятности перехода из состояния x в момент s в состояние y в момент t — и пределы

$$a(s, x) = \lim_{t \to 0} t^{-1} \int (y - x)\, p(s, x \mid s + t, y)\, dy,$$

$$b(s, x) = \lim_{t \to 0} t^{-1} \int (y - x)^2\, p(s, x \mid s + t, y)\, dy.$$

Тогда (при нек-рых дополнит. предположениях) К. у. для $p(s, x; t, y)$ имеет вид

$$\frac{\partial p}{\partial s} + a(s, x)\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{2} b(s, x)\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = 0,$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial y}(a(t, y)\, p) - \frac{1}{2}\frac{\partial^2}{\partial y^2}(b(t, y)\, p) = 0.$$

Второе К. у. наз. в этом случае *Фоккера—Планка уравнением*. Величина $a(s, x)$ имеет смысл скорости систематич. изменения состояния x, $b(s, x)$ описывает интенсивность беспорядочных толчков. Для гауссова случайного процесса с

$$p(s, x \mid t, y) = p_0(t - s, y - x) =$$

$$= [4\pi D(t - s)]^{-1/2} \exp\{-(y - x)^2/4D(t - s)\}$$

второе К. у. переходит в *диффузии уравнение*:

$$\partial p_0/\partial t - D\partial^2 p_0/\partial y^2 = 0.$$

Помимо многочисл. приложений в теории *броуновского движения*, теории *флуктуаций*, задачах физ. кинетики К. у. используются в астрофизике.

Лит.: Колмогоров А. Н., Об аналитических методах в теории вероятностей, «УМН», 1938, в. 5, с. 5; Гихман И. И., Скороход А. В., Теория случайных процессов, т. 2, М., 1973; Агекян Т. А., Теория вероятностей для астрономов и физиков, М., 1974; Леонтович М. А., Введение в термодинамику. Статистическая физика, М., 1983. *В. П. Павлов.*

КОЛМОГО́РОВА — ФЕ́ЛЛЕРА УРАВНЕ́НИЕ — интегродифференц. ур-ние для переходной плотности вероятности *марковских случайных процессов* с разрывными (скачкообразными) изменениями состояния. Получено А. Н. Колмогоровым в 1938 и У. Феллером (W. Feller) в 1940.

Пусть, напр., реализации случайного процесса $x(t)$ представляют собой кусочно-постоянные ф-ции, скач-

ком меняющие значения в статистически независимые моменты времени. За малый промежуток времени $(t,\ t+\Delta t)$ скачок происходит с вероятностью

$$q(y,\ t)\,\Delta t = \Delta t \int W(x \mid y,\ t)\,dx,$$

где y — значение процесса в момент t, а $W(x \mid y,\ t)\times dx\,\Delta t$ — вероятность перескока из y в интервал $(x,\ x+dx)$ за время Δt. Тогда переходная плотность вероятности для процесса $x(t)$ удовлетворяет К.— Ф. у.:

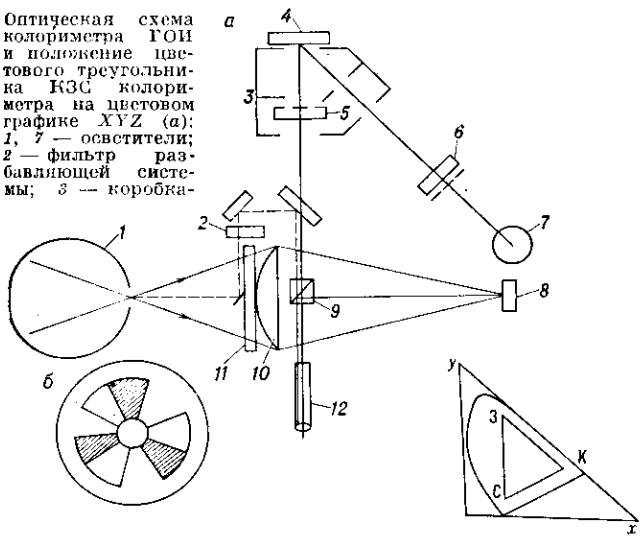
$$\partial p(x,\ t \mid y,\ s)/\partial t = -q(x,\ t)\,p(x,\ t \mid y,\ s) + \int W(x \mid z,\ t)\,p(z,\ t \mid y,\ s)\,dz, \quad t > s,$$

$$p(x,\ s \mid y,\ s) = \delta(x-y).$$

Для марковских процессов с конечным или счётным множеством состояний К.— Ф. у. эквивалентно *Колмогорова уравнению*. В физ. приложениях встречаются также скачкообразные марковские процессы, непрерывно меняющиеся между моментами скачков. Их переходные плотности вероятности удовлетворяют более общим ур-ниям, в правой части к-рых помимо интегрального члена имеются дифференц. члены, описывающие регулярный снос и диффузию.

Лит.: Феллер В., Введение в теорию вероятностей и ее приложения, пер. с англ., [3 изд.], т. 1—2, М., 1984; Введение в статистическую радиофизику, ч. 1 — Рытов С. М., Случайные процессы, М., 1976; Тихонов В. И., Миронов М. А., Марковские процессы, М., 1977. *А. И. Сапачев.*

КОЛОРИ́МЕТР (от лат. color — цвет и греч. metréō — измеряю) — прибор для измерения трёх координат цвета в одной из колориметрич. систем (см. *Колориметрия*). К. разделяют на визуальные и фотоэлектрические (объективные).



Оптическая схема колориметра ГОИ и положение цветового треугольника КЗС колориметра на цветовом графике XYZ (*а*): *1*, *7* — осветители; *2* — фильтр разбавляющей системы; *3* — коробка-держатель; *4* — образец; *5* — место для прозрачного образца; *6* — корригирующий светофильтр; *8* — смеситель-экран; *9* — фотометрический кубик; *10* — конденсор; *11* и *б* — диафрагма со светофильтрами — красным, зелёным и синим; *в* — цветовой график прибора.

В визуальных К. цвет измеряется уравниванием цвета двух половин поля зрения, на одной из к-рых наблюдается измеряемый цвет, а на другой — цвет смеси трёх *основных цветов* прибора, напр. красного (К), зелёного (З), синего (С). Регулируя количества осн. цветов, можно добиться зрительного тождества цвета смеси с измеряемым цветом. Уравненные цвета являются метамерными, т. е. спектрально не обязательно тождественными. Определение цвета производится по измерению цветовых координат смеси, к-рые представляют собой количества осн. цветов К., отнесённые к единичным количествам этих цветов.

Примером визуального К. является К. ГОИ системы Л. И. Дёмкиной (рис.). Круглое поле зрения прибора, наблюдаемое через окуляр, разделено на две половинки: левая имеет цвет измеряемого излучения, правая — цвет экрана, на к-ром смешиваются осн. цвета прибора К, З, С. Изменяя действующие площади фильтров, наблюдатель изменяет потоки красного, зелёного и синего излучений и подбирает цвет смеси так, чтобы он не отличался от измеряемого цвета Ц. В этом положении отсчёты к′, з′, с′ по трём шкалам прибора, пропорциональные площадям светофильтров, дают координаты измеряемого цвета в системе К. и позволяют записать его в виде ур-ния

$$\text{Ц} = \text{к}'\text{К} + \text{з}'\text{З} + \text{с}'\text{С}.$$

Достоинства визуального К.— простота измерений и высокая точность определения координат (до 0,03); недостаток — субъективная оценка наблюдателем тождества цветов. Кроме того, цвет выражается в системе осн. цветов К. и для выражения его в междунар. системе необходим пересчёт. Этим методом также трудно измерять непосредственно цвет предметов, он удобен лишь для измерения цвета образцов.

Фотоэлектрические К. позволяют измерять как цвет излучения, испускаемого источником, так и цвет излучения, отражённого или пропущенного предметом. Сущность метода состоит в измерении спектрального распределения энергии излучения $\varphi(\lambda)$ и последующем вычислении цветовых координат X, Y, Z путём перемножения найденной ф-ции $\varphi(\lambda)$ соответственно на три стандартизованные ф-ции сложения осн. цветов $\bar{x}(\lambda)$, $\bar{y}(\lambda)$, $\bar{z}(\lambda)$ и интегрирования произведений.

При измерении цвета излучения, отражённого (или пропускаемого) предметом, учитывается ещё ф-ция спектрального отражения (или пропускания) $\rho(\lambda)$. В этом случае измеряемые координаты цвета определяются след. выражениями:

$$X = \int_{380}^{760} \varphi(\lambda)\,\rho(\lambda)\,\bar{x}(\lambda)\,d\lambda$$

$$Y = \int_{380}^{760} \varphi(\lambda)\,\rho(\lambda)\,\bar{y}(\lambda)\,d\lambda$$

$$Z = \int_{380}^{760} \varphi(\lambda)\,\rho(\lambda)\,\bar{z}(\lambda)\,d\lambda.$$

Анализ измеряемого излучения и вычисления координат цвета в фотоэлектрич. К. выполняются автоматически с помощью трёх селективных фотоприёмников, ф-ции спектральной чувствительности к-рых при помощи корригирующих светофильтров подбираются совпадающими с ф-циями сложения осн. цветов. Каждый из фотоприёмников преобразует излучение своей спектральной области в электрич. ток, выполняя при этом действие перемножения спектральных ф-ций и интегрирования произведений. В результате этого обеспечивается пропорциональность выходных электрич. сигналов координатам измеряемого цвета X, Y, Z. Прибор оценивает результирующее излучение от предмета, учитывая как его избирательное отражение (или пропускание), так и освещённость предмета. Один из каналов прибора, спектральная чувствительность к-рого совпадает с ф-цией $\bar{y}(\lambda)$, может служить *яркомером*.

В фотоэлектрич. К. обычно имеются электронно-вычислит. устройства, позволяющие пересчитывать координаты цветности из системы XYZ в координаты др. колориметрич. систем, напр. L^*, a^*, b^* (МКО, 1976), и выполнять сравнение измеряемого цвета с цветом эталона или др. образца, представляя результаты в виде цветовых различий ΔE или $\Delta(L^*,\ a^*,\ b^*)$ и т. п. Приборы, производящие операцию сравнения

близких друг к другу цветов, наз. компараторами цвета.

Фотоэлектрич. К. позволяют определять цвет и при импульсном освещении, выполнять поэлементный цветовой анализ образцов и производить автоматич. распознавание цвета сложных объектов. Точность измерения цветности (x, y) достигает до 0,001, а точность определения цветовых различий (ΔE) порядка 0,5. Наиб. точные измерения цвета осуществляются спектроколориметрами, в к-рых измеряемое излучение разлагается с помощью дисперсионных призм или дифракционных решёток в спектр, «считываемый» фотоэлектрич. приёмником. Сигналы приёмника непрерывно (или через равные малые интервалы длин волн) умножаются на ф-ции сложения $\bar{x}(\lambda)$, $\bar{y}(\lambda)$, $\bar{z}(\lambda)$ и интегрируются в пределах длин волн видимого спектра. Результаты интегрирования представляют собой координаты измеряемого излучения.

К. применяются в разл. областях для контроля цвета (а отсюда и качества) разл. материалов и продуктов, для контроля цвета источников света, светофильтров, телевизионных и киноизображений, полиграфич. и текстильной продукции и т. п.

По изменению цвета нагреваемого тела можно судить о его темп-ре, что используется в цветовых пирометрах.

В химии для измерения концентрации веществ в растворах применяются К., использующие свойство окрашенных растворов поглощать проходящий через них свет тем сильнее, чем выше концентрация окрашивающего вещества. Все измерения концентрации производятся в монохроматич. свете того участка спектра, к-рый наиб. сильно поглощается данным веществом и слабо — компонентами раствора. В К., применяемых для такого рода исследований, используются наборы узкополосных (монохроматич.) светофильтров.

Лит.: Петренко А. И., Фесечко В. А., Методы и устройства распознавания цвета объектов, М., 1972; Кривошеев М. И., Кустарев А. К., Световые измерения в телевидении, М., 1973; Шашлов Б. А., Цвет и цветовоспроизведение, М., 1986.

Н. А. Валюс.

КОЛОРИМЕ́ТРИЯ (цветовые измерения) — методы измерения и количеств. выражения цвета и цветовых различий. Определение цвета к.-л. излучения связано с субъективным его восприятием, к-рое различно у разных людей и зависит от условий наблюдения. На практике широко используют такие субъективные характеристики, как цветовой тон, насыщенность и светлота. Существуют системы классификации цветов — систематизированного их обозначения — в виде цветовых атласов и эталонированных образцов, составленных на основе усреднённых определений цвета и утверждённых Междунар. комиссией по освещению (МКО). Цветовые атласы и эталонированные образцы обычно непрозрачны и предназначены для рассматривания в отражённом свете, они широко применяются на практике в полиграфии, в текстильном производстве и т. п.

В К. созданы системы, в к-рых цвет количественно измеряется и выражается эталонными излучениями, смешиваемыми в определ. пропорциях. Такое объективное выражение цвета воспроизводимыми мерами осуществляется при строго заданных (стандартизованных) условиях наблюдения. Характеристика цвета в К. трёхмерна, т. е. цвет количественно выражается тремя взаимосвязанными параметрами. Поэтому цвет в К. представляют трёхкомпонентным вектором в линейном (неметрическом) пространстве. Цвета трёх излучений, к-рыми выражается цветовой стимул (характеризуемое излучение), наз. *основными цветами*. Основными могут быть любые три цвета, каждый из к-рых не воспроизводится двумя другими. Таких триад цветов, образующих цветовую координатную систему, много. Наиб. широко используется система *RGB* из красного (red, R), зелёного (green, G) и синего (blue, B) осн. цветов (или КЗС; см. *Колориметр*), из смеси к-рых могут быть получены почти все реально встречающиеся цвета. Любой измеряемый цвет S может быть представлен графически в трёхмерном цветовом пространстве координатами R', G', B' (т. н. коэф. цвета) на соответствующие координатные оси с единичными векторами $\boldsymbol{R}$, $\boldsymbol{G}$, $\boldsymbol{B}$. Цветовые координаты измеряются на колориметре или вычисляются по кривым сложения (см. ниже). Визуальное тождество измеряемого цвета $\boldsymbol{S}$ и аддитивной смеси трёх осн. цветов выражается векторным цветовым ур-нием

$$\boldsymbol{S}=R'\boldsymbol{R}+G'\boldsymbol{G}+B'\boldsymbol{B}, \qquad (1)$$

к-рое и определяет данный цвет.

Единичными количествами принято считать такие потоки излучений трёх осн. цветов, смесь к-рых образует нейтральный ахроматич. (белый) цвет. В качестве белого цвета может быть принят, напр., цвет равноэнергетич. по спектру излучения. Зарегистрировав с помощью термоэлемента энергетич. мощности смешиваемых излучений, единичные количества осн. цветов можно выразить в Вт.

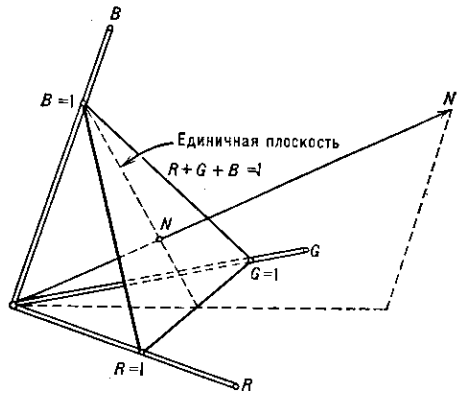


Рис. 1. Единичная плоскость и нейтральный цвет N в трёхкоординатном цветовом пространстве RGB.

Расположение координатных осей цветового пространства тоже достаточно произвольно, но из практич. соображений часто применяют такое расположение и масштаб, чтобы вектор белого цвета $\boldsymbol{N}$ пересекал бы единичную плоскость $R'+G'+B'=1$ в центр. точке N треугольника, образованного вершинами единичных векторов $\boldsymbol{R}$, $\boldsymbol{G}$, $\boldsymbol{B}$ (рис. 1). Любой цветовой вектор $\boldsymbol{S}$ (или его продолжение) пересекает единичную плоскость в точке S, к-рая определяет цветность характеризуемого излучения (цветового стимула).

Участок единичной плоскости, заключённый внутри треугольника, представляет цветовой охват данной системы координат и наз. графиком цветности (или цветовым треугольником). Вершины этого треугольника представляют собой цветности (R), (G), (B) осн. цветов $\boldsymbol{R}$, $\boldsymbol{G}$, $\boldsymbol{B}$. Положение точки S в цветовом треугольнике задаётся координатами (коэф.) цветности r, g, b, к-рые определяются как отношение координат цвета к их сумме, наз. модулем:

$$r=\frac{R'}{R'+G'+B'}\,;\quad g=\frac{G'}{R'+G'+B'}\,;\quad b=\frac{B'}{R'+G'+B'}\,. \qquad (2)$$

Т. к. координаты цветности связаны соотношением $r+g+b=1$, т. е. линейно зависимы, то для полной характеристики цвета $\boldsymbol{S}$ используются третьей координатой, равной сумме коэф. цвета; эта координата характеризует вес точки. Т. о., два коэф. цветности в совокупности с модулем цвета дают полную количественную характеристику цвета. Для полной характеристики цвета кроме двух (любых из трёх) координат цветности используется также координата цвета Y', выражающая яркость.

Любой цвет $S(R', G', B')$, точка цветности к-рого $S(r, g, b)$ расположена внутри цветового треугольника, может быть получен как сумма (смесь) положительных значений (количеств) осн. цветов системы RGB. Однако если цвет не входит в цветовой охват данной системы, то одна или две координаты цвета становятся отрицательными. Физически это означает, что измеряемый цвет не может быть получен смешиванием осн. цветов, но измеряемый цвет в смеси с тем осн. цветом, координата к-рого отрицательна, образует такой же цвет, как и смесь двух др. осн. цветов. Напр., выражение $\boldsymbol{S}=-R'\boldsymbol{R}+G'\boldsymbol{G}+B'\boldsymbol{B}$ следует интерпретировать как $\boldsymbol{S}+R'\boldsymbol{R}=G'\boldsymbol{G}+B'\boldsymbol{B}$.

МКО в 1931 стандартизовала цветовую систему с монохроматич. излучениями в качестве осн. цветов R (700 нм), G (546,1 нм), B (435,8 нм). Единичные количества осн. цветов выбраны так, что их энергетич. яркости относятся соответственно как 72,1 : 1,4 : 1,0.

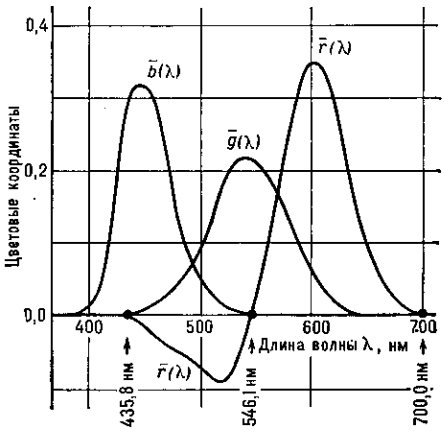


Рис. 2. Удельные координаты цвета $\bar{r}(\lambda)$, $\bar{g}(\lambda)$, $\bar{b}(\lambda)$ в системе RGB (МКО, 1931).

В этой системе координаты цвета монохроматич. излучений (т. н. уд. координаты цвета $\bar{r}$, $\bar{g}$, $\bar{b}$) показывают, какое количество единиц осн. цветов воспроизводят при смешении воспринимаемого цвета монохроматич. излучения данной длины волны λ мощностью в 1 Вт. Спектральные распределения значений уд. координат (по λ или ν) наз. кривыми сложения (рис. 2).

На рис. 3 представлен график цветности указанной выше системы. В центре тяжести треугольника расположена точка E, обозначающая белый цвет равноэнергетич. спектра. Цвета, имеющие одинаковую цветность, обозначаются на графике одной и той же точкой с указанием значения яркости Y или величины модуля. Цветность цвета, получаемого сложением двух цветовых стимулов, определяется точкой, к-рая расположена на прямой, соединяющей точки цветности этих стимулов, и отдалена от этих точек отрезками, обратно пропорциональными модулям цвета смешиваемых излучений. Цвета, цветности к-рых выходят за пределы цветового треугольника, имеют отрицат. значение одной из координат цвета, и их нельзя воспроизвести смешением осн. цветов системы. Линия спектральных цветов, как видно из рис. 3, лежит вне пределов треугольника, она ограничивает на цветовом графике поле реальных цветов. Следовательно, в системе RGB не все реальные цвета можно получить смешением трёх осн. цветов.

Наличие отрицат. координат для реальных цветов неудобно в вычислит. работе, поэтому в 1931 МКО стандартизовала систему XYZ с прямоугольным цветовым графиком, в к-рой осн. цвета не являются реально существующими и кривые сложения не имеют участков с отрицат. значениями (рис. 4). Осн. цвета $\boldsymbol{X}$, $\boldsymbol{Y}$, $\boldsymbol{Z}$ выбраны с таким расчётом, что кривая $\bar{y}(\lambda)$ подобна кривой относительной спектральной эффективности (видности) глаза. Тогда координата Y' непосредственно характеризует яркость цвета. В этой

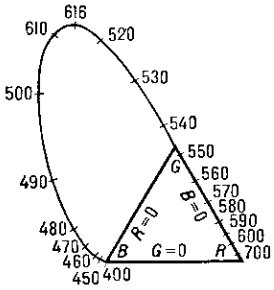


Рис. 3. Цветовой график системы RGB основных цветов монохроматических излучений с длинами волн 700,0; 546,1; 435,8 нм (МКО, 1931).

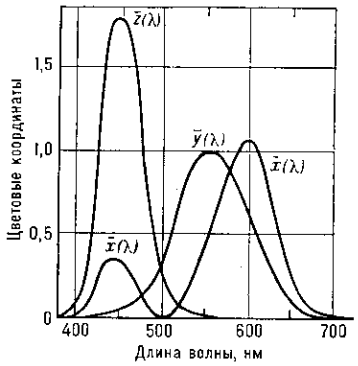


Рис. 4. Удельные координаты цвета $\bar{x}(\lambda)$, $\bar{y}(\lambda)$, $\bar{z}(\lambda)$ системы XYZ (МКО, 1931).

системе все реальные цвета укладываются внутри цветового треугольника (рис. 5).

Единичные цвета системы XYZ связаны с единичными цветами системы RGB след. преобразованиями:

$$\begin{bmatrix}\boldsymbol{X}\\ \boldsymbol{Y}\\ \boldsymbol{Z}\end{bmatrix}=\begin{pmatrix}2{,}36 & -0{,}52 & 0{,}01\\ -0{,}90 & 1{,}43 & -0{,}01\\ -0{,}47 & 0{,}09 & 1{,}01\end{pmatrix}\begin{bmatrix}\boldsymbol{R}\\ \boldsymbol{G}\\ \boldsymbol{B}\end{bmatrix}. \qquad (3)$$

Координаты цвета двух систем связаны между собой ур-нием

$$\begin{bmatrix}X'\\ Y'\\ Z'\end{bmatrix}=\begin{pmatrix}0{,}49 & 0{,}18 & 0{,}00\\ 0{,}31 & 0{,}82 & 0{,}01\\ 0{,}20 & 0{,}01 & 0{,}99\end{pmatrix}\begin{bmatrix}R'\\ G'\\ B'\end{bmatrix}. \qquad (4)$$

Цветовое ур-ние в системе XYZ записывается в виде

$$\boldsymbol{S}=X'\boldsymbol{X}+Y'\boldsymbol{Y}+Z'\boldsymbol{Z}, \qquad (5)$$

где X', Y', Z' — координаты цвета, а $\boldsymbol{X}$, $\boldsymbol{Y}$, $\boldsymbol{Z}$ — единичные векторы осн. цветов. Координаты цветности

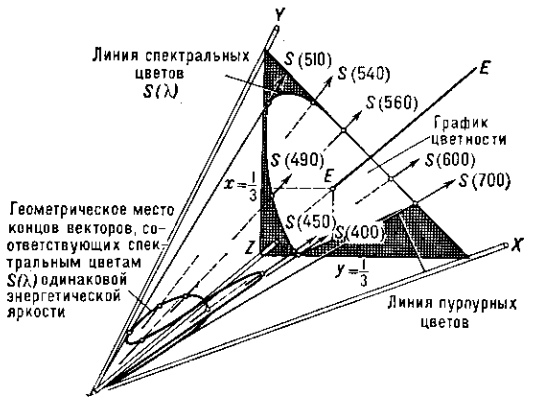


Рис. 5. Трёхкоординатное цветовое пространство, построенное на основных цветах (МКО, 1931) $\boldsymbol{X}$, $\boldsymbol{Y}$, $\boldsymbol{Z}$.

в системе XYZ определяются аналогично их определению в системе RGB:

$$x=\frac{X'}{X'+Y'+Z'};\quad y=\frac{Y'}{X'+Y'+Z'};\quad z=\frac{Z'}{X'+Y'+Z'}. \qquad (6)$$

Излучение сложного спектрального состава состоит из суммы монохроматич. излучений, поэтому все коэф.

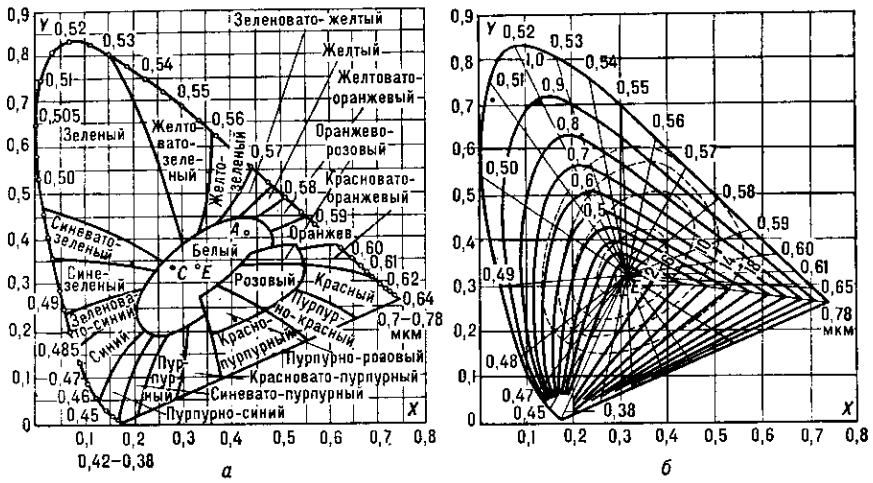


Рис. 6. Цветовой график системы *XYZ*: *а* — области цветностей в системе *XYZ*; *б* — линии постоянного цветового тона, чистоты цвета (сплошные) и насыщенности (пунктирные).

цвета сложного спектрального состава определяются как

$$X' = 683 \sum \bar{x}(\lambda)\, P_\lambda;\quad Y' = 683 \sum \bar{y}(\lambda)\, P_\lambda;$$
$$Z' = 683 \sum \bar{z}(\lambda)\, P_\lambda. \qquad (7)$$

Здесь P_λ — спектральное распределение энергии излучения, $\bar{x}(\lambda)$, $\bar{y}(\lambda)$, $\bar{z}(\lambda)$ — удельные коэф. цвета монохроматич. излучений, 683 — коэф. перехода от энергетич. величины лучистого потока (в Вт) к фотометрич. величине светового потока (в люменах). Интервал суммирования обычно берётся 5÷10 нм.

Распределение цветностей в системе *XYZ* показано на рис. 6 (*а*). Точка *E* соответствует цветности равноэнергетич. излучения, точки *C* и *A* — цветности излучения чёрного тела при темп-рах 6770 К и 2856 К. Связь системы *XYZ* с системой обозначения цвета по цветовому тону (λ), колориметрич. чистоте цвета (*P*) и насыщенности (яркости *Y*) представлена на рис. 6 (*б*) при равноэнергетич. источнике *E*. Штриховые линии — линии пост. насыщенности, измеряемой числом цветовых порогов различения. Величина цветового порога определяется той мин. разностью в цветности двух одинаковых по яркости цветов, к-рую ещё

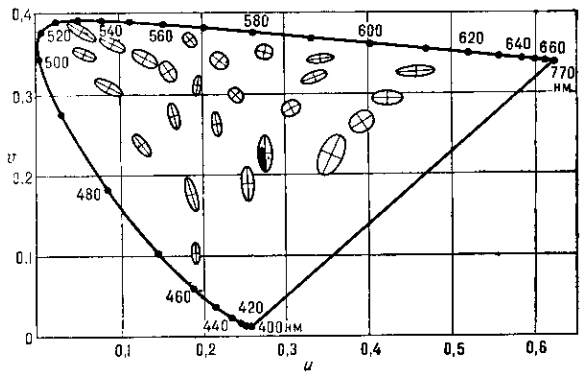


Рис. 7. Равноконтрастный цветовой график (МКО, 1960) с эллипсами ошибок, увеличенными по масштабу в 10 раз.

способен заметить глаз (подробнее см. *Цвет*). Величиной цветовых порогов между двумя близкими цветами можно измерять разноотеночность цветов. На различных участках графика *XYZ* пороги различения цветов неодинаковы, что представляется т. н. эллипсами ошибок, в пределах к-рых различие в цвете не обнаруживается.

Для наглядности определения количества разл. цветовых оттенков на к.-л. участке цветового графика большое удобство представляют равноконтрастные цветовые графики. Они дают возможность выразить разноотеночности близких друг к другу цветов по величине расстояний между точками их цветности на диаграмме.

На рис. 7 представлен равноконтрастный график цветности *u*, *v* (МКО, 1960), где

$$u = 4x/(-2x + 12y + 3),$$
$$v = 6y/(-2x + 12y + 3). \qquad (8)$$

Цветовой контраст между двумя точками (1 и 2) на графике *u*, *v* определяется числом порогов цветоразличения по ф-ле

$$\Delta E = [(u_2 - u_1)^2 + (v_2 - v_1)^2]^{1/2}. \qquad (9)$$

Более близкие к эксперименту величины ΔE могут быть определены по параметрам др. равноконтрастной системы L^*, a^*, b^* (МКО, 1976) по ф-ле

$$\Delta E\,(L^*,\ a^*,\ b^*) = [(\Delta a^*)^2 + (\Delta b^*)^2 + (\Delta L^*)^2]^{1/2}, \qquad (10)$$

где

$$L^* = 25\left(\frac{100Y}{Y_0}\right)^{1/3} - 16;\quad (1 \leqslant Y \leqslant 100)$$
$$a^* = 500\left[(X/X_0)^{1/3} - (Y/Y_0)^{1/3}\right];$$
$$b^* = 200\left[(Y/Y_0)^{1/3} - (Z/Z_0)^{1/3}\right].$$

В этих ур-ниях координаты цвета X_0, Y_0, Z_0 определяют цвет эталона белого излучения с цветовой темпрой 5500 К (источник D_{55}) или 2856 К (источник *A*).

Лит.: Ивенс Р. М., Введение в теорию цвета, пер. с англ., М., 1964; Артюшин Л. Ф., Основы воспроизведения цвета в фотографии, кино и полиграфии, М., 1970; Джадд Д., Вышецки Г., Цвет в науке и технике, пер. с англ., М., 1978; Луизев А. В., Цвет и свет, Л., 1989.

Н. А. Валюс.

КО́ЛЬЦА НЬЮТО́НА — см. *Ньютона кольца*.

КО́ЛЬЦЕВО́Й ЛА́ЗЕР — см. в ст. *Оптический резонатор*.

КО́ЛЬЦЕВО́Й УСКОРИ́ТЕЛЬ — циклический *ускоритель заряженных частиц*, в к-ром радиусы орбит частиц изменяются в относительно небольшом диапазоне $[(R_{макс} - R_{мин})/R_{мин} \ll 1]$, так что магн. система имеет вид кольца. К К. у. относятся бетатрон и все циклич. резонансные ускорители с переменным во времени магн. полем (синхротроны, синхрофазотроны). Ускорители с постоянным во времени магн. полем (фазотроны, циклотроны) также могут быть кольцевыми (т. н. кольцевые фазотрон и циклотрон), при этом в них должно сильно меняться по радиусу ср. значение магн. поля, а для обеспечения устойчивости движения необходима существ. вариация магн. поля по азимуту. *Э. Л. Бурштейн.*

КО́МА (от греч. kómē — волосы) — одна из геом. аберраций оптич. систем, обусловленная косыми пучками лучей, проходящих через оптич. систему. Изображение точки-объекта при наличии К. имеет резко асимметричную структуру. Подробнее см. в ст. *Аберрации оптических систем*. *Г. Г. Слюсарев.*

КОМБИНАЦИО́ННОЕ РАССЕ́ЯНИЕ СВЕ́ТА — рассеяние света в газах, жидкостях и кристаллах, сопровождающееся заметным изменением его частоты. В отличие от рэлеевского рассеяния света, при К. р. с. в спектре

рассеянного излучения наблюдаются спектральные линии, отсутствующие в линейчатом спектре первичного (возбуждающего) света. Число и расположение появляющихся линий (наз. комбинационными линиями или спутниками) определяется молекулярным строением вещества. К. р. с. открыто в 1928 Г. С. Ландсбергом и Л. И. Мандельштамом при исследовании рассеяния света в кристаллах и одновременно Ч. В. Раманом и К. С. Кришнаном при исследовании рассеяния света в жидкостях [1, 2]. В зарубежной литературе К. р. с. обычно наз. эффектом Рамана. Спектроскопия К. р. с.— эфф. метод изучения состава и строения вещества.

Общие закономерности. Спектры К. р. с. получают с помощью спец. оптич. установки, в к-рой интенсивный пучок света концентрируют на изучаемом объекте (рис. 1). В качестве источника света до 60-х гг. чаще всего применялись ртутные лампы, затем их вытеснили лазеры. Рассеянный свет наблюдается под углом рассеяния θ (обычно $\theta=90°$) к направлению падающего луча. Спектры К. р. с. регистрируются фотографич. или фотоэлектрич. методом.

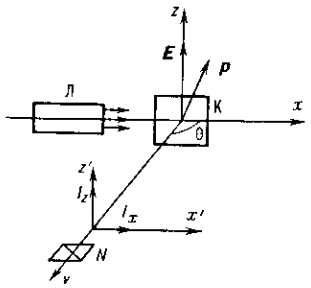


Рис. 1. Схема наблюдения комбинационного рассеяния света: Л — источник света (лазер); К — кювета с рассеивающим веществом или кристалл; N — призма Николя; E — электрический вектор возбуждающей световой волны; P — индуцированный дипольный момент.

При К. р. с. изменение частоты первичного излучения сопровождается переходом рассеивающих молекул на др. колебат. или вращат. уровни — т. н. колебат. и вращат. К. р. с. (К. р. с. с изменением электронного состояния молекул наблюдалось лишь в небольшом числе случаев). К. р. с. можно рассматривать как процесс, состоящий из двух связанных актов,— поглощения кванта $\hbar\omega$ первичного света частоты ω и испускания кванта $\hbar\omega'$ частоты ω', однако в отличие от люминесценции при К. р. с. система под действием кванта с энергией $\hbar\omega$ не переходит в возбуждённое электронное состояние даже на очень короткое время, поэтому энергия $\hbar\omega$ первичного кванта может быть значительно меньше энергии $\hbar\omega^e$ кванта, способного перевести молекулу из осн. электронного состояния $\mathcal{E}_{э0}$ в возбуждённое электронное состояние $\mathcal{E}_{э1}$ (рис. 2, *а*). В процессе К. р. с. квант света $\hbar\omega$ воздействует на электронную систему молекулы, передавая ей (или принимая от неё) часть энергии, причём молекула переходит в другое колебат. состояние, а рассеянный ею квант имеет изменённую энергию $\hbar\omega'\neq\hbar\omega$.

К. р. с., возникающее при переходе молекулы из невозбуждённого колебат. состояния, характеризуемого колебат. *квантовым числом* $v=0$, в возбуждённое колебат. состояние с $v=1$, $v=2$ и т. д., наз. стоксовым К. р. с. (рис. 2, *б*). Если же до воздействия света молекула находилась в возбуждённом колебат. состоянии, напр., характеризуемом $v=1$, то при К. р. с. она может перейти в невозбуждённое колебат. состояние с $v=0$, причём энергия рассеянного светового кванта $\hbar\omega''>\hbar\omega$ — антистоксово К. р. с. (рис. 1, *в*). Всё сказанное относится и к К. р. с. с изменением вращат. состояния молекулы, характеризуемого вращат. квантовыми числами. Соотношение между энергиями падающего и рассеянного фотонов в случае стоксова К. р. с. имеет вид

$$\hbar\omega'=\hbar\omega-\hbar\omega_k \qquad (1)$$

и в случае антистоксова К. р. с.—

$$\hbar\omega''=\hbar\omega+\hbar\omega_k; \qquad (2)$$

величина $\hbar\omega_k$ представляет собой энергию возбуждённого колебат. (или вращат.) состояния молекулы.

Соотношения (1), (2) объясняют осн. закономерности в колебат. спектрах К. р. с. Комбинац. линии располагаются симметрично относительно несмещённой (рэлеевской) линии, частота к-рой совпадает с частотой возбуждающего света ω. Частота каждого из спутников представляет собой комбинацию частоты возбуждающего света и частоты колебат. или вращат. переходов ω_k рассеивающих молекул (отсюда назв. «К. р. с.»). Каждому спутнику с частотой $\omega-\omega_k$ (красный, или стоксов, спутник) соответствует спутник с частотой $\omega+\omega_k$ (фиолетовый, или антистоксов, спутник). В случае колебат. К. р. с., измерив частоты спутников, можно определить собств. частоты колебаний молекулы. Нек-рые из колебаний молекулы в спектре К. р. с. не проявляются, т. к. они запрещены *отбора правилами*. Колебат. спектры молекул, возникающие при непосредств. переходах между колебат. уровнями энергии $\hbar\omega_k$, лежат в ИК-области спектра. Они определяются др. правилами отбора, поэтому спектры К. р. с. и инфракрасные спектры не дублируют, а дополняют друг друга. Напр., в случае молекул, обладающих центром симметрии, все линии, разрешённые в К. р. с., запрещены в ИК-спектре, и наоборот.

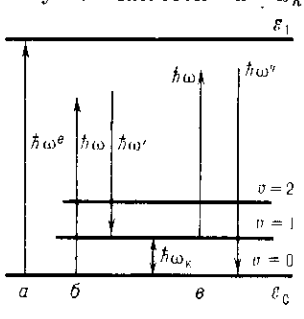


Рис. 2. Схема переходов при поглощении и комбинационном рассеянии света.

Вращение молекул может проявляться в спектрах К. р. с. как независимый вид движения, обусловливая возникновение чисто вращат. комбинац. линий. Кроме того, вращат. движение может накладываться на колебательное, что приводит к усложнению структуры колебат. линий. Поскольку энергия вращат. движения значительно меньше энергии колебаний, чисто вращат. спектр лежит в области от неск. $см^{-1}$ до неск. десятков $см^{-1}$. Такой спектр представляет собой последовательность почти равноотстоящих линий, расположенных симметрично по обе стороны от возбуждающей линии.

Интенсивности спектральных линий, возникающих при К. р. с., очень малы и при обычных методах наблюдения составляют 10^{-10}—10^{-13} Вт, причём интенсивность антистоксовых линий значительно меньше, чем стоксовых.

В спектрах К. р. с. (как и в ИК-спектрах) присутствуют обертоны, определяемые условием $\Delta v>1$, в пренебрежении ангармонизмом, они являются комбинациями возбуждающей частоты и частот, кратных ω_k ($2\omega_k$, $3\omega_k$ и т. д.), а также составные частоты, получающиеся при одноврем. изменении двух или более колебат. квантовых чисел. Интенсивность обертонов и составных частот в спектрах К. р. с. жидкостей и газов в типичных случаях составляет 10^{-3} и менее от интенсивности осн. линий, определяемых условием $\Delta v=1$, и в обычных условиях регистрации обертоны не наблюдаются. Поэтому спектры К. р. с. более просты для интерпретации, чем инфракрасные, где, как правило, проявляются обертоны и составные частоты.

Линии К. р. с. могут иметь разл. поляризацию, причём в большинстве случаев они деполяризованы. Степень деполяризации $\rho=I_x/I_z$, где I_x и I_z — интенсивности рассеянного света с колебаниями вектора напряжённости электрич. поля световой волны по осям x' и z' (рис. 1). Величина ρ зависит от анизотропии электрооптич. свойств рассеивающей системы и типа симметрии рассматриваемого нормального колебания. При колебат. К. р. с. на свободно ориен-

тирующихся системах (молекулах газа или жидкости) в случае естеств. падающего света установлены след. правила поляризации линий К. р. с. [3, 4]: $\rho=6/7$ для неполносимметричных колебаний молекул, $\rho=0$ для полносимметричных колебаний молекул с изотропной поляризуемостью (группы симметрии T_d, O_h) и $0<\rho<6/7$ для полносимметричных колебаний молекул, обладающих др. симметрией. Поляризация стоксовых и антистоксовых линий данной колебат. частоты всегда одинакова. При использовании линейно поляризованного первичного излучения степень деполяризации неполносимметричных линий составляет $3/4$. Для кристаллов поляризац. соотношения усложняются.

Вследствие разл. деполяризации линий К. р. с. при установке на пути рассеянного света поляризац.

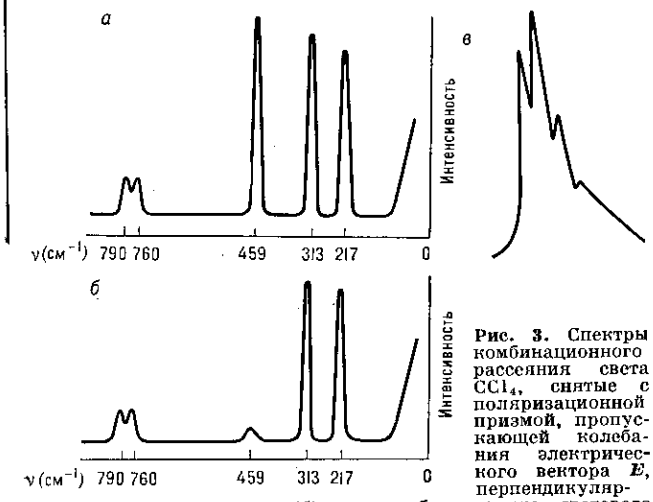


Рис. 3. Спектры комбинационного рассеяния света CCl_4, снятые с поляризационной призмой, пропускающей колебания электрического вектора E, перпендикулярные (*а*) и параллельные (*б*) оси возбуждающего светового пучка; *в* — изотопич. структура линии 459 $см^{-1}$.

призмы N соотношение интенсивностей линий в спектре зависит от угла поворота этой призмы относительно осей координат. В качестве примера на рис. 3 приведены спектры CCl_4, снятые с поляризац. призмой, пропускающей колебания электрич. вектора E, соответственно перпендикулярные оси возбуждающего светового луча (*а*) и параллельные ей (*б*). Сильно поляризованная линия 459 $см^{-1}$ во втором случае почти полностью погашена.

Линии К. р. с. имеют заметную ширину. В случае колебат. К. р. с. жидкостей полуширина линий обычно имеет значение в пределах 1—20 $см^{-1}$. Форма контура и полуширина линий зависят от наличия вращения и качания молекул, характера межмолекулярного взаимодействия, ангармоничности колебаний. Структура линий усложняется из-за наложения линий с близкими частотами, в т. ч. линий разных поворотных изомеров и изотопных молекул. В качестве примера на рис. 3 (*в*) показана структура линии 459 $см^{-1}$ CCl_4, обусловленная тем, что в молекулы CCl_4 входят разные изотопы Cl. Сопоставление полуширины со степенью деполяризации линии К. р. с. показывает, что узкие линии обладают наибольшей поляризацией, а широкие — предельной степенью деполяризации.

Теория К. р. с.— часть общей теории взаимодействия эл.-магн. излучения с веществом. Классич. теория К. р. с. на отд. молекулах основана на трёх положениях: молекулы рассеивают свет вследствие колебаний дипольного момента молекулы, индуцируемого полем падающей световой волны; свет видимой и ближней УФ-областей спектра рассеивается в основном электронной оболочкой молекулы (т. к. ядра атомов, образующие «скелет» системы, смещаются в поле световой волны незначительно); К. р. с. возникает в результате электронно-колебат. взаимодействия в молекуле (взаимное расположение ядер определяет то внутр. поле, в к-ром находится электронное облако). Способность электронного облака молекулы деформироваться под действием электрич. поля световой волны (её *поляризуемость*) зависит от конфигурации ядер в данный момент и, следовательно, при внутримолекулярных колебаниях изменяется с частотой этих колебаний, и наоборот — при деформации электронного облака могут возникнуть колебания скелета молекулы. Т. о., К. р. с. можно рассматривать как результат модуляции индуцированного дипольного момента колебаниями ядер.

Характер связи электронного и колебат. движения в классич. теории может быть рассмотрен лишь феноменологически (строгое рассмотрение даёт квантовая теория, см. ниже). Поляризуемость молекулы α зависит от межъядерного расстояния в данный момент времени, т. е. является ф-цией колебат. координаты q_i i-го колебания: $\alpha=\alpha(q_i)$. Разложив эту ф-цию в ряд по степеням q_i в окрестности равновесного значения координаты $q_i=0$, находим:

$$\alpha(q_i)=\alpha(0)+\left(\frac{\partial\alpha}{\partial q_i}\right)_0 q_i+\dots \qquad (3)$$

Значение колебат. координаты q_i меняется по гармонич. закону $q_i=q_{i0}\cos(\omega_i t+\delta_i)$ (δ_i — нач. фаза i-го колебания). Поэтому дипольный момент $p=\alpha E$, индуцированный в молекуле электрич. полем E световой волны ($E=E_0\cos\omega t$), изменяется со временем t:

$$p(t)=\left[\alpha(0)+\left(\frac{\partial\alpha}{\partial q_i}\right)_0 q_{i0}\cos(\omega_i t+\delta_i)\right]E_0\cos\omega t=$$

$$=\alpha(0)\,E_0\cos\omega t+\frac{1}{2}\left(\frac{\partial\alpha}{\partial q_i}\right)_0 E_0 q_{i0}\cos[(\omega-\omega_i)\,t+\delta_i]+$$

$$+\frac{1}{2}\left(\frac{\partial\alpha}{\partial q_i}\right)_0 E_0 q_{i0}\cos[(\omega+\omega_i)\,t+\delta_i]. \qquad (4)$$

Последнее и предпоследнее слагаемые в (4) появились в результате модуляции колебаний индуцированного дипольного момента колебаниями ядер; в результате в спектре рассеянного света кроме линии частоты ω появляются спутники с комбинац. частотами $\omega-\omega_i$ и $\omega+\omega_i$. Интенсивность линий К. р. с. пропорц. $(\partial\alpha/\partial q_i)_0^2$. Если в разложении (3) учесть члены высших порядков, то в выражении для $p(t)$ появятся члены, объясняющие существование обертонов [их интенсивности $\sim(\partial^2\alpha/\partial q_i^2)_0^2$ и т. д.] и составных тонов [их интенсивности $\sim(\partial^2\alpha/\partial q\,\partial q_k)_0^2$ и т. д.]. Такой способ рассмотрения возможен при малых амплитудах колебаний ядер, что обеспечивает сходимость ряда (3) во всём интервале изменений q_i. К. р. с. в отличие от рэлеевского рассеяния некогерентно, поскольку нач. фазы δ_i колебаний ядер отд. молекул совершенно независимы.

Квантовая теория К. р. с. В нерелятивистском приближении гамильтониан взаимодействия электронов молекулы с полем падающей световой волны имеет вид

$$H=-(e/m)(pA),$$

где e и m — заряд и масса электрона, p — оператор импульса, A — оператор вектор-потенциала поля световой волны. Оператор H описывает переходы с участием двух фотонов лишь при учёте виртуальных состояний, отличающихся от конечного и нач. состояний системы (молекула + поле излучения) одним испущенным или поглощённым фотоном. Вероятность К. р. с., вычисленная с помощью метода теории возмущений в пренебрежении ширинами начального 1 и конечного k уровней, определяется ф-лой (см. [3, 4])

$$W=\frac{(2\pi)^2\,\omega\omega' n}{\hbar^2}\,|S_{k1}|^2\left[n'+\frac{\omega'^2}{(2\pi c)^3}\right]. \qquad (5)$$

Здесь ω, n — частота и число фотонов возбуждающего

света, ω', n' — то же для рассеянного света, S_{kl} — матричный элемент перехода $1 \to k$, причём

$$S_{kl} = \sum_l \left[\frac{(\boldsymbol{e}\boldsymbol{P}_{l1})\,(\boldsymbol{e}'\boldsymbol{P}_{kl})}{\omega_l^e - \omega - iq_l} + \frac{(\boldsymbol{e}'\boldsymbol{P}_{l1})\,(\boldsymbol{e}\boldsymbol{P}_{kl})}{\omega_l^e + \omega' - iq_l} \right], \quad (6)$$

где $\boldsymbol{P}$ — полный электрич. момент системы, $\boldsymbol{e}$, $\boldsymbol{e}'$ — единичные векторы, указывающие направление поляризации соответственно падающей и рассеянной волны, $\hbar\omega_l^e$ — энергия и q_l — ширина l-го виртуального электронного состояния. Умножая вероятность перехода на $\hbar\omega'$ и число рассеивающих молекул $N = N_0 dx$, где N_0 — число молекул в единице объёма, dx — толщина рассеивающего слоя, получим соответствующее рассматриваемому процессу приращение интенсивности dI' в слое dx. Принимая во внимание, кроме того, что произведение $\hbar\omega n$ представляет собой интенсивность возбуждающей линии I, находим

$$dI' = \frac{(2\pi)^2 I\omega'^2 N_0}{\hbar^2} |S_{kl}|^2 \left[\frac{I'}{\hbar\omega'} + \frac{\omega'^2}{(2\pi c)^3} \right] dx. \quad (7)$$

Соотношения (6) и (7) связывают интенсивность линии К. р. с. с параметрами электронно-колебат. структуры уровней молекулы. При значит. удалении частоты возбуждающего света от частот электронного поглощения молекулы, т. е. при $\omega \ll \omega_l^e$, и в пренебрежении первым членом в скобках в ф-ле (7) имеем

$$I' = aI\omega'^4 N. \quad (8)$$

По мере приближения ω к полосе электронного поглощения молекулы (на расстояниях 20 000—30 000 $см^{-1}$ от максимума поглощения и ближе) согласно (6) происходит быстрый рост вероятности К. р. с. с частотой, причём этот рост тем более значителен, чем ближе частота возбуждающего света подходит к полосе поглощения и чем интенсивнее эта полоса. Соответственно интенсивность К. р. с. возрастает быстрее, чем это следует из (8). В нек-рых случаях удаётся наблюдать К. р. с. и при возбуждении светом, частота к-рого попадает в область полосы поглощения вещества (резонансное К. р. с.). Возникающий при этом спектр, сохраняя типичные особенности К. р. с., отличается необычайно высокими значениями молярной интенсивности линий К. р. с. В нек-рых случаях наблюдается также несколько обертонов [5].

Квантовая теория объясняет различие интенсивностей стоксовых и антистоксовых линий К. р. с. Поскольку вероятность рассеяния пропорц. числу рассеивающих молекул, интенсивности $I_{ст}$ и $I_{аст}$ определяются населённостями нулевого и 1-го колебат. уровней энергии молекул. При не очень высоких темп-рах населённость 1-го колебат. уровня невелика (напр., при комнатной темп-ре при колебат. частоте 1000 $см^{-1}$ на 1-м уровне находится 0,7% всех молекул), поэтому $I_{аст}$ мала. С повышением темп-ры населённость возбуждённого колебат. уровня возрастает и $I_{аст}$ увеличивается. Населённость уровней определяется *Больцмана распределением* молекул по колебат. энергии, в соответствии с к-рым

$$I_{ст}/I_{аст} = [(\omega - \omega_k)/(\omega + \omega_k)]^4 \exp(\hbar\omega_k/kT). \quad (9)$$

Согласно (7), приращение интенсивности I' К. р. с. зависит от уже достигнутого уровня этой величины, однако поправочный член в правой части ф-лы (7), пропорциональный I', в обычных условиях опыта столь мал, что им можно пренебречь. В импульсных лазерных установках легко достигаются мощности 10^6—10^8 Вт, при к-рых рассматриваемый член становится преобладающим. Наблюдаемое в этих условиях К. р. с. наз. в ы н у ж д е н н ы м К. р. с. (сокращённо — ВКР). Интенсивность линий ВКР экспоненциально зависит от интенсивности возбуждающей линии и числа молекул в рассеивающем объёме вещества (см. *Вынужденное рассеяние света*).

ВКР обладает рядом особенностей. В спектре ВКР проявляется обычно лишь одна колебат. частота ω_k. В спектре с большой интенсивностью проявляются обертоны с частотами $2(\omega - \omega_k)$, $3(\omega - \omega_k)$ и т. д., а также антистоксовы частоты. Излучение первой стоксовой компоненты по ширине линии и угл. распределению «повторяет» возбуждающее излучение, т. е. распространяется по оси возбуждающего луча. Излучение антистоксовых и высших стоксовых компонент частично распространяется по оси, частично в узких конусах под определ. углом к оси, зависящим от свойств рассеивающего вещества и кратности компоненты. Особенности ВКР в основном объясняются тем, что это когерентный процесс, удовлетворяющий определ. фазовым соотношениям [6].

Исследования состава и строения вещества по спектрам К. р. с. Основой аналитич. применений К. р. с. является то, что каждое хим. соединение имеет свой специфич. спектр К. р. с. Поэтому эти спектры могут служить для идентификации данного соединения и обнаружения его в смесях (см. *Спектральный анализ*). Параметры нек-рых линий в спектрах К. р. с. сохраняются при переходе от одного соединения к другому, содержащему тот же структурный элемент, напр. связи С—Н, С=С, N—Н и др. Такая характеристичность параметров линий К. р. с. лежит в основе структурного анализа молекул с неизвестным строением [2]. Ряд заключений о строении молекулы можно сделать, сопоставляя её спектр К. р. с. и ИК-спектр. Такое сопоставление позволяет судить о симметрии нормальных колебаний и, следовательно, о симметрии молекулы. Применение указанных методов особенно успешно при их сочетании с расчётом частот нормальных колебаний молекул [7].

Большое и всё возрастающее значение приобретает К. р. с. при исследовании кристаллов [8]. Для К. р. с. осн. значение имеет оптич. ветвь колебаний кристалла. Метод К. р. с. стал основным при изучении динамики кристаллич. решётки, изучении разл. квазичастиц (фононов, поляритонов, магнонов и др.), а также исследовании мягкой моды. Вместе с тем разработаны эфф. методы анализа по спектрам К. р. с. кристаллов микроскопич. размеров и кристаллич. порошков [2; 9].

Лит.: 1) Ф а б е л и н с к и й И. Л., Открытие комбинационного рассеяния света, «УФН», 1978, т. 126, с. 124; 2) С у щ и н с к и й М. М., Комбинационное рассеяние света и строение вещества, М., 1981; 3) П л а ч е к Г., Релеевское рассеяние и Раман-эффект, пер. с нем., Хар.— К., 1935; 4) С у щ и н с к и й М. М., Спектры комбинационного рассеяния молекул и кристаллов, М., 1969; 5) Ш о р ы г и н П. П., О в а н д е р Л. Н., Резонансное комбинационное рассеяние света молекулами и кристаллами, в кн.: Современные проблемы спектроскопии комбинационного рассеяния света, М., 1978; 6) С у щ и н с к и й М. М., Вынужденное рассеяние света, М., 1985; 7) Колебания молекул, 2 изд., М., 1972; 8) Рассеяние света в твердых телах, под ред. М. Кордоны, Г. Гюнтеродта, пер. с англ., в. 1—4, М., 1979—86; 9) С у щ и н с к и й М. М., Резонансное неупругое рассеяние света в кристаллах, «УФН», 1988, т. 154, в. 3, с. 353.

М. М. Сущинский.

КОМБИНАЦИО́ННЫЕ ТОНА́ — тона, возникающие в нелинейной акустич. системе при наличии двух или неск. синусоидальных звуковых колебаний. Если ω_1 и ω_2 — частоты двух первичных синусоидальных тонов, то К. т. имеют частоты $n\omega_1 \pm m\omega_2$, где n и m — любые целые числа. Амплитуда К. т. представляет собой произведение амплитуд первичных тонов, и поэтому К. т. становятся заметными только при достаточно большой интенсивности звука. К. т., возникающие в слуховом аппарате человека при воздействии на него звука большой интенсивности, наз. с у б ъ е к т и в н ы м и (т. н. тона Тартини). Теория этого явления впервые была дана Гельмгольцем, к-рый объяснил появление К. т. лишь нелинейностью механич. системы слухового аппарата, а именно — барабанной перепонки. Новейшие представления о восприятии звука приводят к заключению, что сам нервный аппарат восприятия является существенно нелинейным, что, по-видимому, служит основной причиной образования субъективных К. т.

Практически наиб. значение имеет разностный субъективный тон с частотой $\omega_1 - \omega_2$. Наличием его можно

объяснить тот факт, что звук большей интенсивности кажется более богатым низкими тонами. Разностный тон определяет также способность уха возмешать низкие тона, срезанные при передаче звука по каналам связи. Суммовой тон (частота $\omega_1+\omega_2$) и др. К. т. более высокого порядка являются гораздо более слабыми и часто лежат вне слышимого диапазона частот.

О б ъ е к т и в н ы м и наз. К. т., образующиеся вне человеческого уха, напр. благодаря нелинейности самого источника звука или звукопроводящей среды (см. *Нелинейная акустика*).

К. т. находят широкое применение при измерении частот и фаз акустических сигналов, для исследования нелинейных искажений в акустической аппаратуре, при параметрическом излучении звука (см. *Параметрическое возбуждение колебаний*), а также имеют большое значение в теории музыкальных инструментов.

Лит.: Л э м б Г., Динамическая теория звука, пер. с англ., М., 1960.

КОМБИНАЦИОННЫЙ ЛАЗЕР — нелинейно-оптич. преобразователь когерентного света на основе вынужденного рассеяния (ВР). Назван также *лазером*, хотя в нём происходит не вынужденное излучение, а вынужденное рассеянное света. При возбуждении нелинейной среды (газа, жидкости, твёрдого тела) интенсивным (лазерным) светом с частотой $\nu_н$ (накачкой) последняя в результате ВР преобразуется в излучение другой, обычно низкочастотной (стоксовой) частоты $\nu_c=\nu_н-\Delta\nu_c$, где $\Delta\nu_c$ — стоксов сдвиг, зависящий от вида ВР и свойств среды. При таком

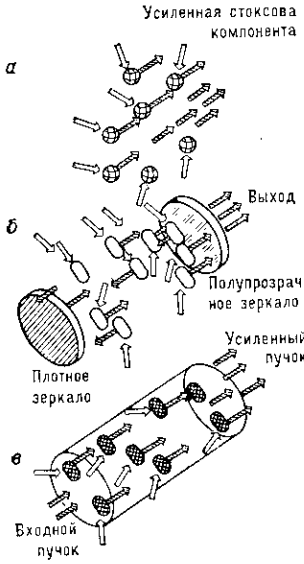


Рис. 1. Принцип действия основных типов комбинационных лазеров; светлые стрелки — фотоны накачки; заштрихованные стрелки — рассеянные (стоксовы) фотоны; кружки и овалы — центры рассеяния; *а* — суперлюминесцентный усилитель; *б* — генератор; *в* — попутный усилитель с насыщающим внешним стоксовым сигналом.

преобразовании частоты существенно меняются характеристики света: увеличивается его интенсивность, направленность, относит. диапазон перестройки частоты. Для создания К. л. используются почти все виды ВР, а особенно часто вынужденное *комбинационное рассеяние света* (ВКР) [1, 2] и вынужденное рассеяние Мандельштама — Бриллюэна (ВРМБ) [3] (см. *Вынужденное рассеяние света*).

К. л. можно условно разделить на три осн. типа (рис. 1): суперлюминесцентные усилители, комбинационные генераторы и комбинационные усилители с насыщающим внеш. сигналом. В суперлюминесцентном усилителе (рис. 1, *а*) спонтанно рассеянный свет усиливается до уровня, сравнимого с накачкой на одном (или нескольких) проходе пучка накачки через среду с высоким инкрементом усиления. Если считать, что рассеивается каждый фотон, то предельный кпд частотного преобразования К. л. равен отношению энергии рассеянного фотона к энергии фотона накачки: $\eta=\nu_c/\nu_н=(\nu_н-\Delta\nu_c)/\nu_н$ и при $\Delta\nu_c\ll\nu_н$ может приближаться к 1. Однако высокий кпд в суперлюминесцентном усилителе получить не удаётся вследствие развития не одной, а нескольких стоксовых и антистоксовых компонент. Суперлюминесцентный усилитель не уменьшает также расходимость пучка по сравнению с пучком накачки.

Комбинац. генератор (КГ) представляет собой усилитель, помещённый в *оптический резонатор*, поэтому энергетич., временны́е и пространств. характеристики генерируемого излучения определяются свойствами резонатора (рис. 1, *б*). Так, напр., с помощью резонатора расходимость пучка может быть уменьшена до минимально возможной, определяемой *дифракционной расходимостью*. Однако и в КГ невозможно добиться 100% квантового выхода накачки в первую стоксову компоненту, т. к. очень трудно подавить вторую.

От этих недостатков свободен третий тип К. л.— усилитель-преобразователь с насыщающим внеш. сигналом (рис. 1, *в*), в качестве к-рого обычно берётся пучок от КГ на стоксовой частоте. В этом случае практически все фотоны накачки преобразуются в стоксовы и т. к. на входе нет второй стоксовой компоненты, то в таком усилителе она развиваться и не будет. Т. о., в этом типе К. л. можно получить кпд преобразования, близкий к предельному, а пучок на выходе — с дифракц. расходимостью. Такой усилитель может быть попутным (накачка и сигнал идут примерно в одном направлении) или встречным (накачка и сигнал идут навстречу друг другу). Встречная схема менее удобна, чем попутная, т. к. при одном и том же инкременте усиления во встречном варианте требуется более интенсивный входной сигнал. Однако встречный усилитель позволяет осуществлять временное сжатие (компрессию) импульса накачки за счёт усиления значительно более короткого встречного стоксова импульса (рис. 2) [4]. В момент, когда передняя половина импульса накачки (длительность $\tau_н$, скорость $v_н$) заполнила среду длиной $L=(1/2)\tau_н v_н$, в неё с противоположной стороны входит короткий стоксов импульс длительностью $\tau_c\ll\tau_н$ (рис. 2, *а*). Двигаясь со скоростью v_c в возбуждённой среде навстречу импульсу накачки (рис. 2, *б*), короткий стоксов импульс «перекачивает» в себя значит. часть её энергии (фотоны накачки переходят при рассеянии в стоксовы фотоны). В результате мощность стоксова импульса может многократно превзойти первонач. мощность накачки (рис. 2, *в*).

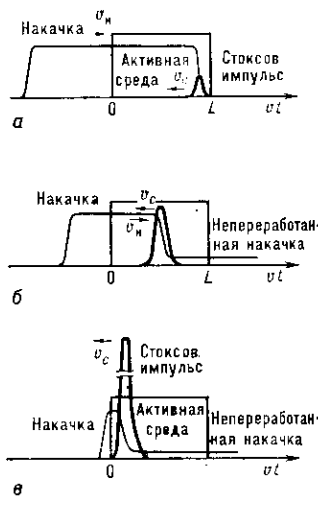


Рис. 2. Преобразование длинных импульсов накачки в короткие стоксовы импульсы (временна́я компрессия) во встречном комбинационном усилителе с насыщающим внешним сигналом.

Применение профилированных импульсов накачки и стоксова сигнала (от спец. внеш. источников) позволяет преобразовать длинные импульсы (~10—20 нс) из одной области спектра в короткие импульсы ($\leqslant$1 нс) др. частоты [4, 5].

Рабочие частоты совр. К. л. охватывают разл. участки спектра от УФ- до среднего ИК-диапазона. Эти частоты определяются рабочими частотами лазеров, пригодных для использования в качестве источников накачки, а также величиной $\Delta\nu_c$, к-рая в зависимости от вида рассеяния может быть от 10^{-2} до $4{,}15\cdot10^3$ см$^{-1}$. Для К. л. УФ- и видимого диапазонов источниками накачки служат *эксимерные лазеры* на молекулах KrF, XeCl, XeF с длинами волн λ соответственно 249, 308, 353 нм [6]. Для накачки К. л. видимого и ближнего ИК-диапазона используются *лазеры на красителях* и *твердотельные лазеры*. К. л. среднего ИК-диапазона

(напр., перестраиваемые от 13 до 17 мкм) на вращат. уровнях параводорода накачиваются CO_2-лазером ($\lambda_н$ = =9,6—10,6 мкм).

Перестройка частоты К. л., как правило, осуществляется перестройкой $\nu_н$, однако в К. л., основанных на ВР света на спиновых подуровнях полупроводника в магн. поле и на ВР на поляритонах в ионном кристалле, возможна также плавная перестройка изменением $\Delta\nu_c$ соответственно магн. полем и поворотом кристалла.

Энергия, мощность и интенсивность К. л. определяются энергией и мощностью накачки, а также типом К. л. и его конструкцией (рис. 3) [1]. Практически энергия К. л. ограничивается энергией накачки, т. к. лишь незначит. её часть, равная $\Delta\nu_c/\nu_н$, идёт на нагрев среды. Наиб. часто нелинейными средами в К. л. являются сжатые газы (водород, дейтерий, метан),

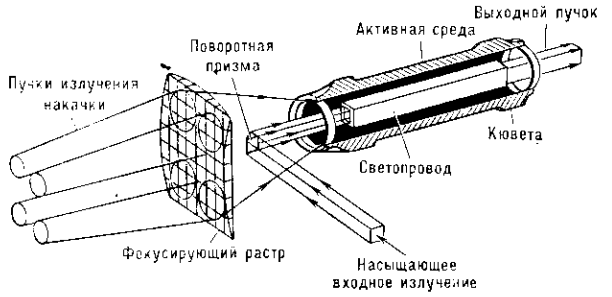


Рис. 3. Конструкция мощного комбинационного лазера (усилитель с насыщающим внешним сигналом) с растрово-светопроводной системой накачки.

жидкости (жидкий азот и кислород), твёрдые тела как кристаллические (полупроводники, ионные кристаллы), так и аморфные (стекловолокно). Для оптим. (пространственно однородной) накачки используются растровые фокусирующие системы в сочетании со светопроводами. К. л. широко используются на практике для решения таких актуальных проблем квантовой электроники, как создание мощных перестраиваемых лазерных источников в новых участках спектрального диапазона; увеличение плотности энергии, а также интенсивности мощного лазерного излучения при одноврем. уменьшении расходимости пучка (увеличение яркости источника). При этом возможно объединение (суммирование) энергий и мощностей неск. лазеров в одном пространственно-когерентном пучке (т. н. когерентное суммирование) [1, 6].

Лит.: 1) Басов Н. Г., Грасюк А. З., Зубарев И. Г., Комбинационные лазеры, «Природа», 1978, № 12, с. 38; 2) Грасюк А. З., Комбинационные лазеры, «Квантовая электроника», 1974, т. 1, № 3, с. 485; 3) Рагульский В. В., Лазеры на вынужденном рассеянии Мандельштама-Бриллюэна, «Тр. ФИАН», 1976, т. 85, с. 3; 4) Murray J. K. и др., Raman pulse compression of excimer lasers for application to laser fusion, «IEEE J. Quant. Electronics», 1979, v. QE15, № 5, p. 342; 5) Fedosejevs R., Offenberger A. A., Subnanosecond pulses from a KrF laser pumped SF_6 Brillouin amplifier, «IEEE J. Quant. Electronics», 1985, v. QE 21, № 10, p. 1558; 6) Stimulated Raman and Brillouin scattering for laser beam control, «J. Opt. Soc. Amer. (JOSA), B», 1986, v. 3, № 10, p. 1329.

А. З. Грасюк.

КОМБИНИ́РОВАННАЯ ИНВЕ́РСИЯ (*CP*-преобразование) — операция одноврем. проведения двух преобразований: *зарядового сопряжения* (*C*) — замены всех частиц физ. системы на их *античастицы* (и наоборот) и *пространственной инверсии* (*P*) — изменении знаков всех координат частиц ($\boldsymbol{r} \to -\boldsymbol{r}$). Термин предложен Л. Д. Ландау после открытия несохранения пространств. *чётности* в слабом взаимодействии, когда была высказана гипотеза (Ландау, Ли, Янг) о том, что любые взаимодействия в природе инвариантны относительно операции *CP*. В современной литературе практически не употребляется. См. *CP-инвариантность*.

КОМБИНИ́РОВАННЫЕ СИСТЕ́МЫ ДЕТЕ́КТОРОВ — совокупность совмещённых в единой эксперим. установке однотипных или различающихся по принципу действия, конструкции и назначению *детекторов* частиц, позволяющая получать детальную информацию о свойствах и взаимодействии элементарных частиц и атомных ядер. С помощью К. с. д. удаётся измерять сечения взаимодействия и образования элементарных частиц, ядер и т. н. *резонансов*, осуществлять поиск новых частиц и исследовать их свойства; определять времена жизни и способы (м о д ы) распада нестабильных частиц, изучать характеристики взаимодействия элементарных частиц, в т. ч. на кварк-глюонном уровне (см. *Квантовая хромодинамика*), и т. п.

К. с. д. являются основной эксперим. базой каждого совр. ускорителя. Их размеры достигают десятков метров, масса $\sim 10^2$—10^3 т, кол-во каналов информации до 10^5, численность персонала — многих десятков человек, затраты на сооружение — значит. долю стоимости всего ускорит. комплекса.

Наиб. простые К. с. д., в к-рых разные методы регистрации частиц совмещены в едином приборе, наз. г и б р и д н ы м и д е т е к т о р а м и. Более сложные К. с. д., позволяющие определять координаты точек траектории частиц, их число, заряд, импульс (энергию), массу и т. д., наз. с п е к т р о м е т р а м и, спектрометры, содержащие детекторы разных типов, наз. гибридными. Примером последних может служить т. н. Европейский гибридный спектрометр (*CERN*), к-рый наряду с электронными детекторами содержит *пузырьковую камеру* с коротким (порядка 0,1 с) рабочим циклом, освещаемую по сигналу электронных детекторов (триггеру).

Крупномасштабным спектрометрам, как и ускорителям, присваивают собств. имена: Аргус, Тассо (ФРГ), Бис, Гиперон (ОИЯИ), Делфи, Омега, Гелиос (CERN), Икар (ЛИЯФ), Клео, Марк II и III (США) и др.

Необходимость изучать редкие и сложные процессы при интенсивном фоне посторонних событий предъявляет жёсткие требования к точности измерений характеристик первичной и вторичных частиц (включая нейтральные), а также к достоверности их идентификации. Эффективность регистрации быстрых частиц (в телесном угле, близком к 4π) достигает 100%; точность измерения координат их траекторий порядка 0,1 мм; импульса (энергии) первичной частицы — долей %, а вторичных порядка неск. %, достоверность идентификации первичных адронов ок. 100%, вторичных до 90% и выше, электронов и мюонов более 99,99%.

Потоки частиц, проходящих через К. с. д., достигают 10^6—10^7 $с^{-1}$. Сложность обработки результатов измерений при большом числе каналов информации и высокой скорости регистрации событий, как правило, не позволяет анализировать их в реальном масштабе времени. Поэтому информацию записывают, напр., на магн. ленту и обрабатывают по окончании эксперимента.

Структура большинства К. с. д. сходна, хотя выбор, кол-во, размеры и расположение их элементов зависят от конкретной задачи. Наиб. типичные элементы: мишень, где взаимодействует первичная частица; окружающий мишень т. н. вершинный детектор, к-рый фиксирует продукты взаимодействия и определяет направление их вылета; координатные детекторы, локализующие траектории первичной и вторичных частиц; спектрометрич. детекторы, измеряющие импульсы вторичных частиц или их энергию; и д е н т и ф и к а т о р ы вторичных адронов, электронов, мюонов.

М и ш е н ь представляет собой неподвижный образец, облучаемый пучком частиц (фиксированная мишень), либо сами сталкивающиеся частицы встречных пучков ускорителя — коллайдера. Для исследования элементарного акта на ускорителях с фиксиро-

ванной мишенью, как правило, применяют лёгкие вещества (H_2, D_2), а для изучения столкновений частиц и ядер с ядрами — более тяжёлые, вплоть до U. Часто используют т. н. поляризованные мишени, содержащие заметную долю поляризованных ядер водорода (см. *Ориентированные ядра*).

Первичный пучок в опытах с неподвижной мишенью создаётся выводом части ускоренного пучка («выведенный» пучок) либо рассеянием его на внутр. мишени ускорителя. В последнем случае неоднородный по составу расходящийся пучок формируется в моноимпульсный и коллимированный с помощью магнитов и фокусирующих магн. линз. Момент прохождения каждой частицы пучка фиксируется быстродействующими триггерными счётчиками (как правило, сцинтилляционными), а её идентификация чаще всего осуществляется черенковскими детекторами. Расстояния, необходимые для формирования смешанных адронных пучков при импульсах частиц порядка 10^2 ГэВ/с, составляют 100 м и более.

Вершинный детектор непосредственно окружает мишень (в случае встречных пучков — место встречи) и имеет эффективность регистрации вторичных частиц ~100%, пространств. разрешение 10—30 мкм. Это, в основном, прецизионные проволочные многослойные *пропорциональные камеры* и *дрейфовые камеры*, кремниевые «микростриповые» (с полосковыми электродами) детекторы (см. *Полупроводниковый детектор*), реже — др. трековые детекторы частиц. В последнем случае мишень (в т. ч. жидководородная) может находиться внутри вершинного детектора, напр. стримерной или тяжеложидкостной пузырьковой камеры. Иногда ф-ции мишени и вершинного детектора совмещаются (стопка *ядерных фотографических эмульсий*; пузырьковые камеры с жидкими H_2, D_2, He; водородная *ионизационная камера* высокого давления и т. п.).

Координатные детекторы, локализующие траектории первичной и вторичных частиц, обладают пространств. точностью ~0,1—0,2 мм при размерах в неск. $м^3$. В случае неподвижной мишени для этих целей используют годоскопы сцинтилляц. детекторов и плоские проволочные пропорциональные и дрейфовые камеры большой площади. В коллайдерах область столкновения частиц окружают многослойными проволочными цилиндрич. пропорциональными и дрейфовыми камерами (т. н. центр. детекторы). Центр. детекторы позволяют не только реконструировать пространств. картину наблюдаемых многочастичных событий, но иногда идентифицировать вторичные адроны по ионизации в газе.

В К. с. д. очень больших размеров, применяемых, напр., для исследования космич. излучения или поиска распада протона, где использование проволочных камер нецелесообразно (по экономич. соображениям), применяют годоскопы ионизационных камер, импульсных *разрядных трубок*, стримерных трубок, жидкостных и пластмассовых *сцинтилляционных детекторов* и т. п. В этом случае координатная точность определяется размерами ячейки годоскопа (см. *Телескоп счётчиков*). При регистрации ливня частиц его ось удаётся локализовать со значительно более высокой точностью, если определять положение центра «тяжести» амплитудного распределения сигналов, используя информацию об энерговыделении в неск. соседних годоскопич. каналах (см. также *Координатные детекторы*).

Спектрометрия вторичных частиц осуществляется по отклонению в магн. поле или с помощью ионизац., сцинтилляц. и черенковских калориметров. В первом случае в состав К. с. д. входят магнит с центральным или др. координатными детекторами, что позволяет определить импульс каждой вторичной частицы по кривизне её траектории в магн. поле (см. *Магнитный спектрометр*).

Калориметры (спектрометры полного поглощения) измеряют энергию $\mathcal{E}$ и координаты оси адронного или эл.-магн. ливня, что особенно важно в случае нейтральных частиц. Точность измерений пропорц. $\mathcal{E}^{-1/2}$. Поэтому значение калориметрич. метода возрастает с увеличением энергии частиц. Малое время формирования ливневого сигнала в сцинтилляционных и черенковских калориметрах позволяет использовать его при создании быстрого триггера К. с. д. (см. ниже).

Идентификация частиц осуществляется путём оценки их массы (заряж. адроны) либо по характеру распада или взаимодействия с веществом (электроны, γ-кванты, нейтральные мезоны и барионы, мюоны, нейтрино). Для оценки массы, кроме импульса или энергии, определяют скорость v частицы по времени пролёта с помощью сцинтилляц. и искровых счётчиков или по интенсивности и углу излучения Вавилова — Черенкова (*черенковские счётчики* — пороговые, дифференциальные и с регистрацией колец излучения Вавилова — Черенкова) либо определяют её лоренц-фактор (отношение полной энергии частицы к массе покоя) по производимой частицей ионизации или интенсивности рентг. *переходного излучения* в слоистом радиаторе. При этом ионизирующую способность частиц измеряют в многослойных пропорциональных и дрейфовых камерах, в т. ч. с продольным дрейфом электронов, а также в *стримерных камерах*. Рентг. переходное излучение регистрируют детекторами, содержащими неск. рядов многослойных радиаторов из тонких плёнок лёгкого вещества (Li, полипропилена и т. п.) и пропорц. камер с тяжелым газом (Xe), эффективно регистрирующих рентг. кванты с энергией ~5—20 кэВ. Такие *переходного излучения детекторы* способны достоверно выделять вторичные электроны на фоне большого числа др. частиц.

Быстрые *мюоны* идентифицируют по их способности проходить через толстые слои вещества, а медленные — по электронам распада, к-рые регистрируются с временной задержкой $\sim 10^{-6}$ с.

Нейтральные вторичные частицы идентифицируют с помощью кинематич. анализа, привлекая характеристики заряж. частиц, сопровождающих их рождение, взаимодействие, распад.

Триггер. В общем случае — это иерархич. система реализуемых с помощью электроники последовательно усложняющихся логич. решений, к-рые управляют обработкой сигналов, поступающих от детекторов, и потоками информации. Время принятия решения должно соответствовать быстродействию детектора. Поэтому каждое последующее более сложное и требующее большего времени решение принимается с учётом данных, поступающих от менее быстродействующих, но более информативных детекторов.

Различают неск. уровней триггеров. Быстрый триггер (триггер первого уровня) формируется за время до 100 нс сигналами наиб. быстрых детекторов — сцинтилляционных и черенковских. Требования точного временно́го совпадения таких сигналов и высокая стоимость быстрой электроники ограничивают этот триггер простыми логич. операциями (см. *Логические схемы*). Триггер второго уровня принимает более сложные решения за время до 1 мкс, используя сигналы от разл. электронных детекторов, включая пропорциональные и дрейфовые. При этом кроме сложных логич. операций может производиться и простейший кинематич. анализ с привлечением спец. процессора. В триггере третьего уровня с характерным временем ~10 мкс уже используется информация от быстрых зарядо-, амплитудно- и времяцифровых преобразователей, к-рая обрабатывается с помощью спец. процессора или программируемого микропроцессора. Здесь, напр., анализируются кривизна

траекторий частиц в магн. поле, энерговыделение в годоскопич. элементах калориметра и т. п. Последняя ступень перед записью — фильтрация данных — осуществляется с помощью мини-ЭВМ в течение 10—100 мс. На этой стадии, определяющей скорость накопления статистики, происходит распознавание события с учётом полной информации, поступившей от детекторов, после чего оно регистрируется, напр. на магн. ленте. При формировании и преобразовании информац. сигналов, создании триггеров разного уровня, хранении и передаче данных используются аналоговые и цифровые электронные устройства, для к-рых разработан ряд стандартов (НИМ, КАМАК, ВЕКТОР, СУММА и др., см. *Автоматизация эксперимента*).

Обработка записанной информации требует применения быстродействующих ЭВМ. Каждое зарегистрированное событие содержит обширную координатную, временну́ю и амплитудную информацию объёмом до 10^4 бит. Обработка данных включает их декодирование, восстановление пространств. положения каждого трека и привязку результатов спектрометрич. измерений к абс. энергетич. шкале (с учётом данных калибровки детекторов). Восстановленная пространств. картина визуализуется для контроля на экране дисплея. После анализа отд. событий и идентификации продуктов взаимодействия проводится статистич. обработка, корреляц. анализ, группировка событий по разл. признакам и т. п. Обработка фильмовой информации от трековых детекторов дополнительно включает ручной или автоматизированный поиск нужных треков среди множества фоновых и измерение их параметров с записью для дальнейшего анализа (см. *Анализ данных*).

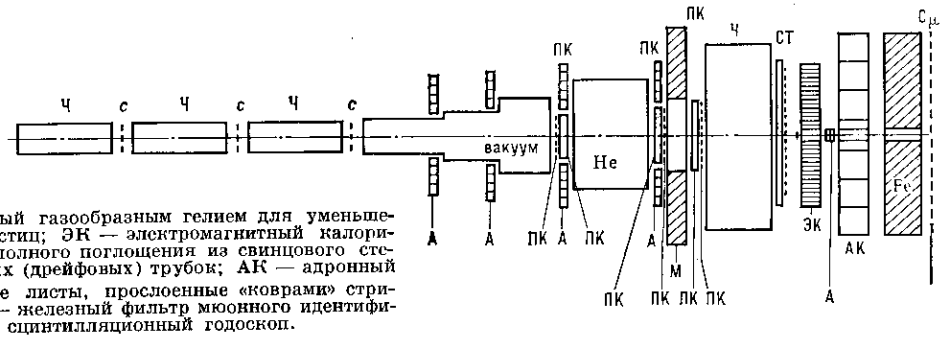


Рис. 1. Схематическое изображение спектрометра ИСТРА: М — магнит; $Ч_{1-4}$ — пороговые черенковские счётчики; $С_{1-8}$ — годоскопические сцинтилляционные счётчики, включённые в схему совпадений; $А_{1-5}$ — годоскопические сцинтилляционные антисовпадательные счётчики; $ПК_{1-6}$ — координатные пропорциональные камеры (с проволочками во взаимно перпендикулярных направлениях); He — объём, заполненный газообразным гелием для уменьшения многократного рассеяния частиц; ЭК — электромагнитный калориметр (черенковский спектрометр полного поглощения из свинцового стекла); $СТ_{1-4}$ — годоскоп стримерных (дрейфовых) трубок; АК — адронный калориметр, содержащий стальные листы, прослоенные «коврами» стримерных (дрейфовых) трубок; Fe — железный фильтр мюонного идентификатора; C_μ — мюонный сцинтилляционный годоскоп.

Контроль и калибровка К. с. д. необходимы для поддержания стабильных условий работы и абс. привязки результатов координатных и амплитудных измерений (автоматич. контроль тока в магнитах, темп-ры, состава и давления газа в газоразрядных детекторах, напряжения питания детекторов и др.). Для калибровки спектрометрич. каналов используются эталонные радионуклиды, светодиоды и лазеры (калибровка фотоумножителей), прецизионные генераторы импульсов. В ряде К. с. д. предусмотрен периодич. контроль стабильности триггера и эффективности фильтрации данных путём генерации искусств. событий. Примеры крупномасштабных К. с. д. ИСТРА и ГЕЛИОС показаны на рис. 1 и 2.

Спектрометр ИСТРА, установленный в смешанном адронном пучке ускорителя У-70 (ИФВЭ) с энергией 70 ГэВ, предназначен для регистрации редких распадов *пионов* и каонов, идущих с вероятностью порядка 10^{-9}—10^{-8} относительно основных мод распада. Спектрометр содержит годоскопы сцинтилляционных совпадательных счётчиков, локализующих траектории пионов и каонов, и идентифицирующие их пороговые черенковские детекторы (рис. 1). Координаты заряж. продуктов распада, происходящего в вакуумированном объёме, к-рый окружён антисовпадательными сцинтилляц. счётчиками (см. *Совпадений метод*), регистрируются проволочными пропорц. камерами $ПК_{1-6}$, расположенными до и после магнита. Это позволяет определять импульсы вторичных частиц по отклонению в магн. поле.

Энергия и координаты вторичных γ-квантов и электронов измеряются эл.-магн. калориметром ЭК, а энергия вторичных адронов — адронным калориметром АК. Оконечный элемент спектрометра — мюонный идентификатор C_μ. В экспериментах на этом спектрометре получены прецизионные данные о вероятностях распадов каонов:

$$K^- \to \pi^0 \gamma e^- \tilde{\nu};\ K^- \to \pi^0\pi^0 e^- \tilde{\nu};\ K^- \to \pi^-\pi^0\pi^0;$$
$$\pi^0 \to 4\gamma;\ K^- \to \pi^-\pi^0\gamma;\ K^- \to \pi^-\pi^0\pi^0\gamma.$$

Спектрометр ГЕЛИОС используется для изучения взаимодействий ускоренных ядер O и S (с энергией порядка 200 ГэВ/нуклон) с тяжёлыми ядрами. Он позволяет измерять спектры вторичных частиц, исследовать их корреляции, идентифицировать электроны, мюоны, нейтрино и т. д. В ЦЕРН'е он имеет секционированную активную мишень в виде 200 катодных проволочек пропорц. камеры ПМ (рис. 2), натянутых в плоскости пучка в поперечном ему направлении (шаг 0,5 мм). Малая толщина проволочек (100 мкм, т. е. менее 10^{-3} ядерного пробега) и амплитудный анализ сигналов позволяют свести к минимуму вклад вторичных взаимодействий в мишени. Использование проволочек из разл. материалов при идентификации точки взаимодействия даёт возможность исследовать изменение характеристик процесса столкновения ядро—ядро с ростом ат. номера Z вещества мишени. Для повышения вероятности попадания первичных частиц на мишень используется «ленточный» пучок, растянутый в поперечном горизонтальном и сжатый в вертикальном направлениях.

Вершинный детектор КД — кремниевый микростриповый с координатным разрешением 10 мкм. Для измерения импульсов вторичных частиц, вылетающих из мишени (множественность рождения до 10^3), используется т. н. передний магн. спектрометр, содержащий прецизионные многотрековые дрейфовые камеры ДК с пространств. разрешением 80 мкм, что обеспечивает точность измерений импульса порядка 0,001 ГэВ/с. Отделение вторичных электронов от адронов производится с помощью расположенного за магн. спектрометром 8-слойного детектора рентг. переходного излучения.

Информация о рождении нейтрино получается из измерений полного энерговыделения продуктов взаимодействия. Энергия вторичных адронов измеряется с помощью калориметров — ионизационного жидкоаргонового с урановыми поглотителями и сцинтилляционных — уранового, прослоенного пластинами из органич. сцинтиллятора, и железного, использующего в качестве поглотителя ярмо магнита. Толщина вещества этих калориметров отвечает 10 ядерным про-

бегам частиц, а точность измерения суммарной энергии ок. 1,3% при энергии 450 ГэВ.

Внеш. магн. спектрометр служит для анализа частиц, вылетающих под углами 15°—45° к пучку (в лаб. системе координат). Эти частицы идентифицируются по измерению времени пролёта или радиуса изображения кольца излучения Вавилова — Черенкова в черенковском детекторе.

Быстрые мюоны идентифицируются по их способности пройти через толстый железный экран (Fe, порог 3,5 ГэВ), а их импульс с точностью до 0,02% измеряется пропорц. камерами $ПК_{0-6}$ по отклонению в магн. поле сверхпроводящего магнита $М_1$.

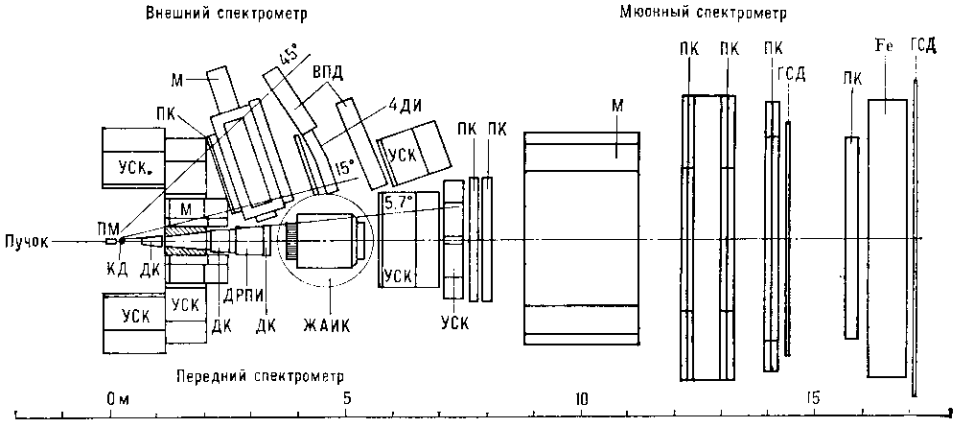


Рис. 2. Схематическое изображение К. с. д. ГЕЛИОС: ПМ — проволочная активная мишень; КД — 4-слойный микростриповый кремниевый вершинный детектор; ДК — прецизионные многотрековые дрейфовые камеры; ДРПИ — 8-слойный детектор рентгеновского переходного излучения; М, $М_1$ — магниты; УСК — урановые сцинтилляционные калориметры; ЖАИК — жидкоаргоновый ионизационный калориметр с урановыми поглотителями; ВПД — время-пролётный детектор; ЧДИ — черенковский детектор-идентификатор; ПК — координатные пропорциональные камеры; ГСД — годоскопические сцинтилляционные детекторы; Fe — железный мюонный фильтр.

Большое кол-во детекторов позволяет варьировать триггер, оптимизируя его для каждой конкретной задачи. В частности, при изучении ядро-ядерных столкновений отбираются события с большим «поперечным» энерговыделением, т. е. события, сопровождающиеся высокой множественностью рождения вторичных адронов, вылетающих под большими углами и с большим импульсом.

Лит.: Ballam J., Watt R. D., Hybrid bubble chamber systems, «Ann. Rev. Nucl. Sci.», 1977, v. 27, p. 75; Fabjan C. W., Fischer H. G., Particle detectors, «Repts Progr. Phys.», 1980, v. 43, p. 1003; Kleinknecht K., Particle detectors, «Phys. Repts», 1982, v. 84, p. 87; Gidal G., Armstrong B., Rittenberg A., Major detectors in elementary particle physics, 2 ed., [s. l.], 1985 (Publ. LBL. № 91. Suppl.). California Univ. Berceley. Lawrence Berkeley lab.

Г. И. Мерзон.

КОМБИНИ́РОВАННЫЙ РЕЗОНА́НС — возбуждение квантовых переходов между магн. подуровнями электрона переменным электрич. полем $\boldsymbol{E}$. К. р. отличается от *электронного парамагнитного резонанса* (ЭПР), к-рый возбуждается переменным магн. полем. К. р. обусловлен взаимодействием между спиновым магн. моментом $\boldsymbol{\mu}$ электрона и полем $\boldsymbol{E}$ (см. *Спин-орбитальное взаимодействие*). К. р. был впервые предсказан для зонных носителей заряда в кристаллах, для к-рых он может превышать по интенсивности ЭПР на 7—8 порядков [1].

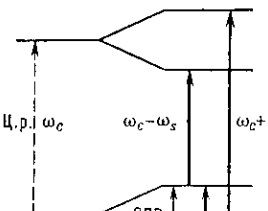


Схема расщепления уровней Ландау на спиновые подуровни, штриховые стрелки указывают циклотронный (ЦР) и парамагнитный (ЭПР) резонансы, сплошные стрелки — комбинированный резонанс.

В отсутствие спин-орбитальной связи электрон в постоянном однородном магн. поле $\boldsymbol{H}$ совершает два независимых движения: орбитальное, описываемое квантованием Ландау, и спиновое. Переходы между *Ландау уровнями* возбуждаются переменным электрич. полем и отвечают *циклотронному резонансу* (ЦР). Они происходят на циклотронной частоте $\omega_c = eH/mc$ (e — заряд электрона, m — его эфф. масса). Переходы между двумя спиновыми уровнями, принадлежащими одному уровню Ландау, возбуждаются переменным магн. полем, отвечают ЭПР и происходят на частоте, определяемой соотношением $\hbar\omega_s = 2\mu H$ (рис.). Отношение интенсивностей ЦР и ЭПР определяется квадратом отношения электрич. дипольного момента перехода $e\lambda_H$ для ЦР [$\lambda_H = (c\hbar/eH)^{1/2}$ — т. н. магнитная длина] к магн. моменту $\mu \sim \mu_Б = e\lambda/2$ для ЭПР ($\mu_Б$ — магнетон Бора, $\lambda_0 = \hbar/mc = 4\cdot10^{-11}$ см — *комптоновская длина волны*). В полупроводниках обычно $\lambda_H \sim 10^{-5}$ см, поэтому ЦР в 10^{10} раз интенсивнее, чем ЭПР.

Спин-орбитальная связь нарушает автономность орбитального и спинового движений. В результате поле $\boldsymbol{E}$ действует не только на заряд электрона, но и на его спин, что вызывает К. р. Он возбуждается на частоте ω_s и на комбинац. частотах $n\omega_c \pm \omega_s$ (n — целое число). Сильное воздействие поля $\boldsymbol{E}$ обеспечивает высокую интенсивность К. р. даже при относительно слабой спин-орбитальной связи. В результате интенсивность К. р. меньше интенсивности ЦР, но может значительно превышать интенсивность ЭПР.

Чем ниже *симметрия кристалла*, тем интенсивнее К. р. Резонанс на примесных центрах [Н. Бломберген (N. Bloembergen), 1961], как правило, слабее, чем для зонных носителей заряда [2].

К. р. был обнаружен на зонных электронах в n—InSb (на спиновой ω_s и комбинационной $\omega_s+\omega_c$ частотах), на зонных дырках в одноосно деформированном Ge, на нецентросимметричных примесных центрах в Si и Ge, на дислокациях в Si и др. К. р. является методом изучения тонких деталей зонной структуры кристаллов [2], симметрии примесных центров [3] и структурных дефектов в них [4].

Лит.: 1) Рашба Э. И., Свойства полупроводников с петлей экстремумов, «ФТТ», 1960, т. 2, с. 1224; 2) Рашба Э. И., Комбинированный резонанс в полупроводниках, «УФН», 1964, т. 84, с. 557; 3) Электрические эффекты в радиоспектроскопии. Сб. ст., под ред. М. Ф. Дейгена, М., 1981; 4) Кведер В. В. и др., Комбинированный резонанс на дислокациях в кремнии, «Письма в ЖЭТФ», 1986, т. 43, с. 202.

Э. И. Рашба.

КОМЕ́ТЫ (греч., ед. ч. komētēs, букв.— длинноволосый) — малые тела Солнечной системы с протяжёнными (до сотен млн. км) нестационарными атмосферами. От др. малых тел К. отличаются также физ.-хим. и орбитальными характеристиками. С Земли наблюдаются именно атмосферы К., а не тела, их порождающие,— кометные ядра. Всего зарегистрировано появление более тысячи К.

Первыми зафиксировали в хрониках появление К. китайские астрономы (2296 до н. э.). В кон. 16 в. Тихо Браге (T. Brahe) и его учениками было доказано, что К. являются самостоятельными космич. телами. На принадлежность К. к Солнечной системе впервые указано в работах Э. Галлея (E. Halley) в кон. 17—1-й пол. 18 вв. Он вычислил орбиты нек-рых К. и предположил, что К., наблюдавшиеся в 1531, 1607 и 1682, были повторными возвращениями одного и того же объекта (впоследствии эта К. названа его именем). В кон. 19 в. Ф. А. Бредихиным [на основе формул Ф. В. Бесселя (F. W. Bessel)] была развита и усовершенствована т. н. механич. теория кометных хвостов. Совр. этап изучения К. характеризуется применением радиоастр., ИК-, внеатмосферных УФ-наблюдений, а также запусками космич. аппаратов к К. (Джакобини — Циннера, Галлея).

Я д р а К. представляют собой глыбы неправильной формы с размерами от 10 м до ≈30 км, состоящие из загрязнённого льда H_2O. Лёд содержит летучие примеси: ацетонитрил CH_3CN, синильную кислоту HCN, сероуглерод CS и др., преим. органич., вещества. Существование в ядрах очень летучих N_2, CH_4, CO и т. п. маловероятно. Кроме льдов присутствует минеральный компонент — окислы кремния и металлов, а также углистые вкрапления. Размеры частиц — от субмикронных (таких частиц большинство) до ~10 см.

С приближением к Солнцу летучие вещества и H_2O сублимируют, унося в атмосферу наиб. лёгкие пылинки. Для каждого гелиоцентрич. расстояния r существует значение радиуса (a) частицы $a_k(r)$ такое, что при $a>a_k(r)$ частица не уносится потоком сублимата, а оседает на поверхности ядра. Поэтому в процессе орбитального движения происходит периодич. запыление поверхности ядра, наибольшее вблизи афелия. Ядра К., у к-рых пек-рые частицы не уносятся даже в перигелии, подвергаются вековому запылению, приводящему к вековому ослаблению *блеска*.

Темп-ры кометных ядер зависят от r, состояния вращения ядра (периоды осевого вращения ядер от неск. часов до неск. суток), положения на поверхности ядра. Для каждого r можно указать три характерные темп-ры в подсолнечной точке (т. е. там, где лучи Солнца падают по нормали к поверхности): темп-ру обнажённого льда, внеш. поверхности минерального слоя и льда под ним. Напр., для $r=0{,}88$ а. е. расчёт даёт соответственно 196, 422 и 200 К, что довольно близко к результатам космич. эксперимента «Вега» (1986). Отражательная способность запылённых участков весьма мала, следовательно, запылённые ядра черны.

А т м о с ф е р ы К. состоят из нейтрального газа, плазмы и пыли. Плотность кометной атмосферы зависит от r и расстояния от ядра R. Атмосферы нестационарны и резко неоднородны. Типичное значение концентрации молекул (гл. обр. H_2O) у ледяной поверхности при $r=1$ а. е. порядка 10^{13} см$^{-3}$ и убывает с удалением от ядра по закону R^{-2} или быстрее. В радиусе неск. тыс. км происходит распад вышеназванных родительских молекул с образованием наблюдаемых радикалов C_2, C_3, CN, NH_2, NH, OH, CH, S_2, а также ионов CO^+, CO_2^+, CH^+, N_2^+ и OH^+. Продукты распада затем, в свою очередь, распадаются (прибл. за сутки) на отд. атомы и перестают излучать в видимом диапазоне (кроме атома кислорода).

Наибольшей протяжённостью (~10^8 км) обладает ненаблюдаемая в видимом диапазоне водородная атмосфера, излучающая в основном в линии водорода L_α (1216 Å). Видимая плотная часть атмосферы — голова К. (~10^5 км) — светится гл. обр. в полосах молекул C_2 и CN, интенсивность остальных эмиссий меньше. На экстремально малых r появляются эмиссионные линии металлов (раньше всего натрия).

Из перечисленных выше ионов наиб. устойчивы CO^+ и N_2^+. Взаимодействуя с *солнечным ветром* и его магн. полем, они ускоряются до скоростей порядка 10—10^2 км/с, образуя узкий и длинный плазменный хвост, в к-ром имеют место мн. виды плазменных неустойчивостей.

В околоядерных областях К. наблюдаются нестационарные пылевые выбросы и др. образования. Под действием давления света пыль уносится в сторону, противоположную Солнцу, формируя изогнутый пылевой хвост (лёгкие пылинки сильнее ускоряются и меньше отстают от движения К.). К. сильно отличаются пылесодержанием, поэтому пылевые хвосты наблюдались не у всех К.

О р б и т ы К. Большинство К. движутся по орбитам, близким к параболическим, однако существуют и периодич. К., общее свойство к-рых — группировка афелиев в районах орбит планет-гигантов, т. е. разделение К. на семейства Юпитера, Сатурна и т. д. Орбиты К. эволюционируют под действием гравитац. полей планет и негравитац. сил (вызванных реактивным действием сублимата).

П р о и с х о ж д е н и е К. Проблема не решена. Наиб. правдоподобны три гипотезы. Первая [Г. В. Ольберс (H. W. Olbers), А. Дж. У. Камерон (A. G. W. Cameron)] рассматривает ядра К. как планетезимали, образовавшиеся на расстояниях 70—150 а. е. в эпоху формирования планетной системы из первичной туманности (см. *Солнечная система*). Для трансформации кометных орбит, согласно этой гипотезе, требуется транснептуновая планета в зоне обращения К. Вторая гипотеза [Ж. Л. Лагранж (J. L. Lagrange), С. К. Всехсвятский] предполагает вулканич. выброс кометных ядер из спутников планет-гигантов. Третья [П. С. Лаплас (P. S. Laplace), Я. Х. Оорт (J. H. Oort)] предполагает захват К. планетами-гигантами после того, как кометные ядра попадают внутрь Солнечной системы из гипотетич. облака К. (о б л а к о О о р т а), находящегося на расстоянии ~10^5 а. е. от Солнца. Это облако могло быть образовано гравитац. выбросами ледяных тел из области планет-гигантов во время их формирования.

Лит.: Добровольский О. В., Кометы, М., 1966; Шульман Л. М., Динамика кометных атмосфер, К., 1972; «Письма в Астрономич. журнал», 1986, т. 16, № 8—9; «Nature», 1986, v. 321, № 6067, p. 259.

Л. М. Шульман.

КОММУТА́ТОР — операция в линейном пространстве, ставящая в соответствие любым двум элементам a и b третий элемент $[a, b]$, со свойствами: 1) $[\alpha a+\beta b, c]=\alpha[a, c]+\beta[b, c]$ (линейность); 2) $[a, b]+[b, a]=0$ (антисимметричность); 3) $[a, [b, c]]+[b, [c, a]]+[c, [a, b]]=0$ (тождество Якоби), где α, β — нек-рые числа. К. в алгебре наз. также произведением Ли. В ассоциативной алгебре К. задаётся выражением $[a, b]=ab-ba$. Если $[a, b]=0$, то элементы a и b наз. коммутирующими.

К. элементов x, y *группы* G — её элемент $[x, y]=xyx^{-1}y^{-1}$, где в качестве групповой операции взято умножение. Действие $[x, y]$ слева на произведение yx даёт xy. Если $[x, y]=e$, где e — единичный элемент группы G, то x и y перестановочны (коммутируют).

Алгебраич. понятие К. используют в квантовой механике. К. операторов $\hat{A}$ и $\hat{B}$ называется оператор $[\hat{A}, \hat{B}]=\hat{A}\hat{B}-\hat{B}\hat{A}$. См. *Перестановочные соотношения.*

С. В. Молодцов.

КОММУТАЦИО́ННЫЕ СООТНОШЕ́НИЯ — то же, что *перестановочные соотношения.*

КОМПЕНСА́ТОР ОПТИ́ЧЕСКИЙ (от лат. compenso — возмещаю, уравновешиваю) — оптич. устройство, с помощью к-рого путём сравнительно грубых перемещений оптич. элементов вводятся небольшие разности хода в двух световых лучах или имеющаяся разность хода сводится к нулю или иному значению, требуемому принципом измерений [1]. Обычно конструкция К. о. предусматривает и измерение вносимой

разности хода. Наиб. часто встречаются два типа К. о.

Интерферометрический К. о. применяется в двулучевых *интерферометрах* для уравнивания разностей хода в интерферирующих лучах. Простейший К. о. такого типа — плоскопараллельная пластинка, вносящая разность хода, зависящую от угла падения на неё луча. Обычно на пути обоих интерферирующих лучей помещают две пластинки равной толщины так, что вносимые разности хода компенсируются, если пластинки строго параллельны. Поворот одной из пластинок создаёт небольшую разность хода, измеряемую по углу поворота. Имеется ряд более сложных конструкций — К. о. с передвижным клином и т. п.

Поляризационный К. о. применяется для анализа состояния поляризации света. Общий принцип устройства — превращение исследуемого света в свет, поляризованный линейно (при визуальных измерениях) или циркулярно (при фотоэлектрич. измерениях). При визуальных измерениях обычно применяют дополнит. полутеневые устройства, благодаря которым измерение производится путём уравнивания яркостей двух полей (см. *Полутеневые приборы*). Фотоэлектрические методы более быстры, удобны и точны [2].

Простейшим поляризационным К. о. является пластинка четверть длины волны. Она стазится на пути исследуемого луча и поворачивается до тех пор, пока её оптич. оси не совпадут с осями эллипса колебаний. В этом положении пластинка $\lambda/4$ превращает свет в поляризованный линейно, дополняя разность хода до 0 или π; это положение фиксируется анализатором, стоящим за пластинкой и дающим в этом случае полностью затемнённое поле. Два измерения при разных ориентациях пластинки дают возможность найти два параметра эллипса колебаний (напр., ориентацию осей и их отношение). Недостаток такого К. о.— сильная зависимость вносимой разности фаз от длины волны. Существуют ахроматич. конструкции четвертьволновых приспособлений [3].

Устройства с неизменной разностью фаз часто наз. фазосдвигающими пластинками, а К. о. именуют преим. устройства, позволяющие менять разность фаз произвольно и непрерывно. Широко употребителен, напр., компенсатор Солейля. Он состоит из плоскопараллельной пластинки пост. толщины и плоскопараллельного блока переменной толщины, образованного двумя клиньями, перемещающимися относительно друг друга. Все пластины вырезаны из двупреломляющего кристалла параллельно оптич. оси; оси клиньев параллельны и перпендикулярны оси первой пластинки. Существуют и др. конструкции К. о. [4]. Визуальные К. о. без полутеневых устройств позволяют обнаружить разность фаз не более $2\pi \cdot 10^{-3}$; при наличии полутеневого устройства точность доводится до $2\pi \cdot 10^{-5}$, такова же точность фотоэлектрич. К. о. [5, 6].

В литературе под термином «К. о.» подразумевают также конструктивно близкие устройства иного назначения. Так, при измерении степени поляризации частично поляризованного света на пути луча ставится плоскопараллельная пластинка, составляющая с направлением луча изменяемый и измеряемый угол. При повороте её вокруг оси, параллельной её плоскости, меняется соотношение потерь на отражение лучей разл. поляризации, и, следовательно, изменяется соотношение интенсивностей соответствующих прошедших лучей. Подобную пластинку также именуют К. о. Приспособления для компенсации вращения плоскости поляризации или фарадеевского вращения, для компенсации дисперсии в призмах рефрактометра Аббе и т. п. также наз. К. о.

К. о. широко применяются при изучении распределения напряжений в прозрачных объектах с помощью поляризованного света, при изучении структуры веществ, в сахариметрии, в кристаллооптике.

Лит.: 1) Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976; 2) Аззам Р., Башара Н., Эллипсометрия и поляризованный свет, пер. с англ., М., 1981; 3) Кизель В. А., Красилов Ю. И., Шамраев В. Н., Ахроматическое приспособление «λ/4», «Оптика и спектроскопия», 1964, т. 17, с. 461; 4) Горшков М. М., Эллипсометрия, М., 1974; 5) Васильев Б. И., Оптика поляризационных приборов, М., 1969; 6) Clarke D., Grainger J., Polarized light and optical measurement, Oxf.—N. Y., 1971.

В. А. Кизель.

КОМПЛЕКСНОЕ СОПРОТИВЛЕ́НИЕ — то же, что *импеданс*.

КОМПЛЕКСНЫХ УГЛОВЫХ МОМЕ́НТОВ МЕ́ТОД — см. *Редже полюсов метод*.

КОМПОЗИЦИО́ННЫЕ МАТЕРИА́ЛЫ — материалы, представляющие собой гетерогенные, термодинамически неравновесные системы, состоящие из двух или более компонентов, отличающихся по хим. составу, физ.-механич. свойствам и разделённых в материале чётко выраженной границей. Каждый из компонентов вводится в состав К. м., чтобы придать ему требуемые свойства, к-рыми не обладает каждый из компонентов в отдельности. Комбинируя объёмное соотношение компонентов, можно получать материалы с требуемыми характеристиками: прочностными, радиопрозрачными, диэлектрическими, магнитными и др.

В большинстве случаев компоненты К. м. различаются по геом. признаку: напр., один из компонентов может быть непрерывным по всему объёму материала, в этом случае он наз. матричным или матрицей. Компонент же, являющийся прерывистым, разъединённым в объёме материала, наз. армирующим или наполнителем. Деление компонентов на матричный и армирующий не имеет смысла, если оба компонента равнозначны по геом. размерам и форме (например, для слоистых К. м., состоящих из чередующихся слоёв двух или более компонентов). Типичным примером К. м. является железобетон, в к-ром высокая прочность на сжатие бетона сочетается с прочностью на растяжение железных прутьев.

Интенсивное развитие конструкционных К. м. началось в 1960-х гг., когда благодаря успехам хим. технологии появились высокопрочные и высокомодульные (обладающие высокими модулями упругости)

Таб л. 1.—**Свойства нек-рых неорганических армирующих волокон**

Параметры	Волокна						
	Борные	Углеродные		Карбид кремния		Стекловолокно	Стальная проволока
		Высокопрочные	Высокомодульные	Волокна	Нитевидные кристаллы		
Диаметр, мкм	100—400	5,5—11,5	5,5—11,5	100—140	0,1—0,2	8—13	150—200
Прочность, 10^2 МПа . .	26,0—42,0	30,0—38,0	20,0—24,0	20,0—40,0	80—120	35,0—42,0	36,0—42,0
Модуль упругости, ГПа	380—440	250—280	400—600	400—450	490	95—110	200
Плотность, г/см³ . . .	2,60	1,70—1,75	1,80—1,90	3,30—3,45	3,20	2,50—2,60	7,90

Таб л. 2. — **Некоторые свойства конструкционных материалов** *

Физ. свойства	Конструкционные материалы					
	Боралюминий	Бормагний	Углеалюминий	Борпластик	Углепластик	Стеклопластик
Прочность, 10^2 МПа	12,0—16,0	12,0—15,0	9,5—12,0	12,0—14,0	12,0—16,0	2,8—4,3
Модуль упругости, ГПа	220—230	220—230	140—280	220—250	160—190	13—19
Плотность, г/см³	2,60	2,20	2,30—2,40	2,00	1,35—1,60	1,45—1,95
Коэф. термич. расширения, град	5,0—5,6	5,2—5,8	6,8—7,6	3,8—4,2	−1,75—+0,1	4,8—6,2
Теплопроводность, Вт/м·град	82—87	66—72	102—108	0,45—0,55	0,48—0,58	0,26—0,36
Теплоёмкость, кДж/кг·град	0,92—1,02	0,95—1,05	0,84—0,9	1,04—1,30	0,92—1,30	0,70—1,20

* При содержании волокон ~50% объёма, прочность и модуль упругости — в направлении волокон, теплофиз. свойства — при 20 °С.

волокна: борные, углеродные, карбидокремниевые, оксидные, органич. волокна, нитевидные монокристаллы и др. Свойства нек-рых видов волокон и армированных ими материалов приведены в табл. 1 и 2. Высокая прочность волокон объясняется их малым диаметром, т. к. вероятность того, что волокно содержит дефекты, способные вызвать хрупкое разрушение, падает с уменьшением его поперечного сечения. Нитевидные же монокристаллы, или «усы», имеющие практически совершенную, бездефектную струк-

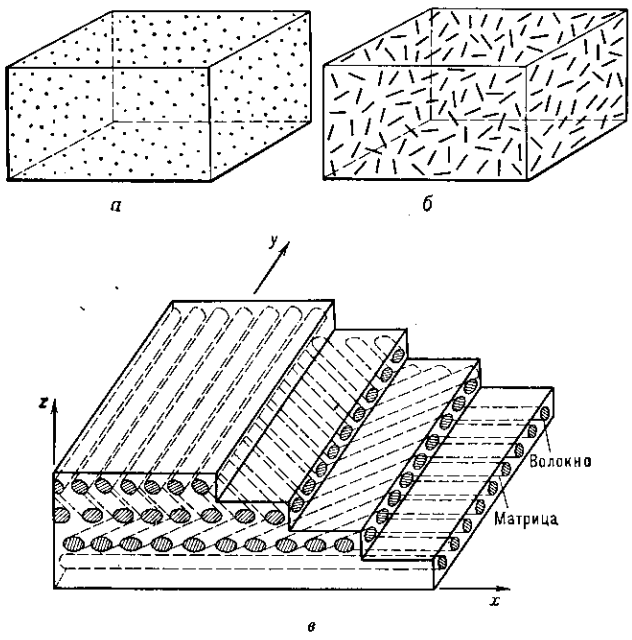


Рис. 1. Типы армирующих компонентов: порошковые (*а*), дискретные (*б*) и непрерывные (*в*) волокна.

туру, обладают прочностью, близкой к теоретической. Для реализации в К. м. свойств волокон или иных дискретных компонентов, напр. порошков, служит матрица, к-рая объединяет все компоненты К. м., защищает волокна от внеш. воздействий, способствует равномерному распределению нагрузок между отд. волокнами и позволяет создавать детали требуемой формы и размеров.

К. м. различают по природе компонентов, обычно матрицы, по геометрии армирующих компонентов, по расположению компонентов (схеме армирования). По природе матричного компонента К. м. разделяют на металлические, полимерные и К. м. с матрицей из неорганич. элементов или соединений (углерод, оксиды, карбиды, бориды и т. п.). По геометрии армирующих компонентов К. м. делятся на порошковые, в к-рых используются наполнители в виде дисперсных порошков или гранул (рис. 1, *а*), волокнистые, армированные непрерывными или дискретными волокнами (рис. 1, *б* и *в*), в т. ч. нитевидными монокристаллами, и слоистые (пластинчатые). В зависимости от расположения армирующего компонента в материале К. м. могут быть изотропными или квазиизотропными (порошковые, дисперсно-упрочнённые, хаотично армированные дискретными частицами игольчатой формы) и анизотропными (волокнистые или слоистые, в к-рых армирующие компоненты ориентированы в определ. направлениях). К композиционным относятся также материалы, получаемые направленной кристаллизацией сплавов эвтектич. состава. Такие К. м. более стабильны при нагреве в силу равновесных условий кристаллизации составляющих компонентов, к-рые являются фазами одного исходного расплава.

Методы получения К. м. Осн. фактором, определяющим выбор метода получения К. м., является технол. совместимость компонентов, т. к. возможно разупрочнение волокон в результате хим. взаимодействия с матрицей в процессе изготовления К. м., а также их механич. повреждение. Наиб. часто используются технол. процессы: жидкофазные (пропитка волокнистой или порошковой арматуры полимерной или жидкометаллич. матрицей, направленная кристаллизация эвтектик); твердофазные (прессование, прокатка, экструзия, штамповка, диффуз. сварка и др.); осаждение матричного компонента на волокнах из парогазовой фазы, из растворов солей, плазменное напыление или эл.-хим. методы и др.; комбинированные методы, напр. плазменное напыление с последующим уплотнением диффузионной сваркой.

Если выбор армирующего компонента определяется назначением К. м., то в выборе матричного материала руководствуются гл. обр. уровнем рабочих темп-р. В К. м., подвергающихся нагреву не выше 150—200 °С, используется в основном полимерная матрица — термореактивные и термопластичные смолы; полиимидные смолы выдерживают длит. нагрев до 300 °С. При более высоких темп-рах используются К. м. с металлич. матрицей: до ~400 °С — с алюминиевой матрицей, до ~700 °С — с титановой, до ~1200 °С — с никелевой или хромовой матрицей. Для рабочих темп-р выше 1200 °С рекомендуются керамич. матрицы. Металлич. К. м. помимо высокой теплостойкости обладают рядом др. преимуществ: более высокой трансверсальной (в поперечном относительно волокон направлении) и сдвиговой прочностью, обусловленной более высокими прочностью, ударной вязкостью, тепло- и электропроводностью, свариваемостью и др. свойствами металлич. сплавов. Выбор компонентов высокотемпературных К. м. ограничивается и их совместимостью, т. к. при изготовлении или длит. работе в результате диффуз. процессов на границе раздела компонентов возможно образование хрупких прослоек в виде интерметаллидов и др. соединений, резко снижающих свойства К. м.

Свойства К. м. Тепло- и электропроводность, диэлектрич. и магн. проницаемости К. м. определяются соответствующими характеристиками компонентов с учётом их объёмного соотношения и структурных особенностей, а для анизотропных волокнистых К. м.— и направлением армирования. Эти характеристики с точностью, достаточной для практич. целей, могут быть вычислены по правилу аддитивности. Тому же правилу подчиняется и коэф. термич. расширения в соответствии с модулями упругости компонентов, что позволяет проектировать материал с заранее заданными свойствами. Напр., введение углеродных волокон в алюминиевые сплавы позволяет снизить их коэф. термич. расширения в неск. раз (в направлении волокон), а металлич. волокон в керамич. матрицу — существенно повысить её теплопроводность; металлонаполненные полимеры приобретают магн. свойства, высокую тепло- и электропроводность и т. д.

Прочность и жёсткость К. м. определяются гл. обр. свойствами высокопрочных и высокомодульных волокон, однако роль матрицы также существенна. При нагружении пучка несвязанных между собой волокон разрушение единичного волокна приводит к перегрузке остальных. Если же волокна находятся в вязкой матрице, то пластич. или упругая деформация матрицы вблизи места разрыва вызывает сдвиговые напряжения, к-рые постепенно увеличивают нагружение разорванных фрагментов волокна. Вследствие такого перераспределения напряжений через матрицу К. м. способен выдерживать значительно большие напряжения, чем такой же комплекс волокон в отсутствие матрицы. Естественно, что для перераспределения нагрузки путём сдвиговых напряжений необходимо в процессе изготовления К. м. обеспечить прочную связь между волокном и матрицей, в противном случае происходит выдёргивание концов разорвавшихся волокон из матрицы и неполная реализация их прочности. Эффективность упрочения дискретными волокнами всегда несколько ниже. Поскольку нагрузка от матрицы на волокно передаётся посредством сдвиговых усилий, площадь поверхности волокон, т. е. отношение длины к диаметру, должна быть велика; для большинства К. м. критич. отношение длины к диаметру волокна, при к-ром оно получает нагрузку, способную его разорвать, равно 100 : 1.

Прочность при растяжении однонаправленного К. м. с непрерывными волокнами может быть оценена по ф-ле

$$\sigma_{км} = \sigma_f V_f + \sigma_m' (1 - V_f),$$

где σ_f — прочность волокон, σ_m' — напряжения в матрице в момент разрушения волокон, V_f — объёмная доля волокон в К. м. Для более точного расчёта прочности необходимо в эту ф-лу ввести ряд коэф., учитывающих дисперсию прочности волокон, их частичную разориентацию, наличие внутр. напряжений, пористости матрицы и др. Упрочняющий эффект волокон в К. м. проявляется лишь при содержании их не менее нек-рого значения $V_{кр}$; при $V < V_{кр}$ роль волокон аналогична дефектам в матрице, приводящим к снижению прочности в соответствии с ур-нием $\sigma_{км} = \sigma_m (1 - V_f)$. Модуль упругости (модуль Юнга) в направлении волокон рассчитывается по правилу аддитивности:

$$E_x = E_f V_f + E_m (1 - V_f),$$

где E_f и E_m — модули упругости волокна и матрицы соответственно. Модуль упругости в поперечном направлении в предположении равенства и однородности напряжений в матрице и волокнах определяется выражением

$$E_y = E_z = E_f E_m / [E_m V_f + E_f (1 - V_f)].$$

Особенностью К. м. является также большое сопротивление распространению усталостной трещины при знакопеременных или пульсирующих нагрузках, что характерно для волокнистых структур. Обычно в К. м. трещина усталости, достигнув границы раздела компонентов, развивается нек-рое время вдоль неё, затем перерезает очередное волокно в его слабом участке и т. д.; это приводит к диссипации напряжений в устье трещины и замедлению её распространения. Напр., предел выносливости боралюминиевого К. м. ок. 600 МПа при числе циклов $2 \cdot 10^7$, в то время как для высокопрочных конструкц. алюминиевых сплавов он составляет прибл. 100 МПа. Поэтому К. м. позволяют значительно повысить надёжность и долговечность конструкций. Армирование борными и углеродными волокнами повышает также уровень рабочих темп-р сплавов Al с 250 до прибл. 400° С (рис. 2).

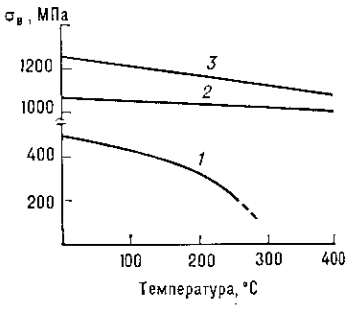


Рис. 2. Зависимости прочности от температуры для сплавов Al (1) и композиционных материалов — углеалюминия (2) и боралюминия (3).

Применение К. м. Используются К. м. в разл. отраслях техники: боралюминий и углепластики — в авиац. и космич. технике (элементы силового набора крыла и фюзеляжа летат. аппаратов, створки, обтекатели, закрылки, рули), в ядерной и криогенной технике, хим. машиностроении, где необходимы корроз. радиационная стойкость, низкие коэф. термич. расширения и др.; стеклопластики — в судостроении (корпуса катеров и яхт), приборостроении (корпуса приборов), автомобилестроении и т. д.; полимерные К. м. с наполнителем из борсодержащих соединений — для защиты от нейтронного излучения, а с наполнителями, содержащими тяжёлые элементы,— для защиты от γ-излучения; металлокерамич. порошковые К. м.— в качестве тепловыделяющих элементов, регулирующих стержней и замедлителей в реакторостроении, в качестве электрич. контактов, сварочных электродов, деталей узлов трения и др.; порошковые дисперсно-упрочнённые К. м.— в деталях авиац. двигателей.

Лит.: Структура и свойства композиционных материалов, М., 1979; Композиционные материалы, под ред. Л. Браутмана, Р. Крока, пер. с англ., т. 1—8, М., 1978; Композиционные материалы, М., 1981; Салибеков С. Е., Строганова В. Ф., Современное состояние и перспективы развития композиционных материалов с металлической матрицей, «Металловедение и термическая обработка металлов», 1984, № 8, с. 2; Композиционные материалы. Справочник, под ред. Д. М. Карпиноса, К., 1985.

С. Е. Салибеков.

КОМПОНЕ́НТЫ (от лат. componens — составляющий) — химически индивидуальные вещества, из к-рых состоит термодинамич. система и к-рые могут быть выделены из неё и существовать независимо. К. могут находиться в разл. *фазах* термодинамич. системы (твёрдой, жидкой, газообразной), к-рые характеризуются термодинамич. потенциалами, зависящими от концентраций К. Т. о., концентрации К. являются термодинамич. параметрами и должны учитываться в теории термодинамич. равновесия. К. наз. независимыми, если кол-во любой из них не зависит от кол-ва других; при отсутствии хим. реакций между К. все они независимы (независимые К. часто наз. просто К.). Число независимых К. и возможных фаз связано с *Гиббса правилом фаз*.

Если возможны хим. реакции между К., то они не являются независимыми: число независимых К. меньше полного числа на число независимо протекающих хим. реакций. В этом случае есть произвол в выборе независимых К. Независимые при нормальных темп-рах К. могут становиться зависимыми при высоких темп-рах

(напр., смесь паров H_2, O_2, H_2O). Термодинамика многокомпонентных, многофазных систем была разработана Дж. У. Гиббсом (J. W. Gibbs) в 1902.

Лит. см. при ст. *Термодинамика*. *Д. Н. Зубарев.*

КОМПТОНА ЭФФЕКТ (комптон-эффект, комптоновское рассеяние) — рассеяние эл.-магн. волны на свободном электроне, сопровождающееся уменьшением частоты. Эффект наблюдается для больших частот рассеиваемого эл.-магн. излучения (в рентг. области и выше). Он проявлялся уже в первых опытах по рассеянию рентг. лучей на свободных электронах, но впервые с требуемой тщательностью был изучен А. Комптоном (A. Compton) в 1922—23. Исторически К. э. явился одним из гл. свидетельств в пользу корпускулярной природы эл.-магн. излучения (в частности, света). С точки зрения классич. электродинамики рассеяние с изменением частоты невозможно.

Элементарная теория эффекта была дана А. Комптоном и независимо от него П. Дебаем (P. Debye) на основе представления о том, что рентг. излучение состоит из *фотонов*. Для объяснения эффекта приходилось предположить, что фотон обладает как энергией $\varepsilon_\gamma = h\nu$, так и импульсом $\boldsymbol{p} = (h/\lambda)\boldsymbol{n}$ (здесь ν и $\lambda = c/\nu$ — частота и длина волны света, $\boldsymbol{n}$ — единичный вектор в направлении распространения волны).

Комптон рассмотрел упругое рассеяние фотона на свободном покоящемся электроне (что является хорошим приближением для рассеяния фотонов рентг. лучей на атомных электронах лёгких атомов). При рассеянии фотон передаёт электрону часть энергии и импульса, что соответствует уменьшению частоты (увеличению длины волны) рассеиваемого света. Из законов сохранения энергии и импульса он получил ф-лу для сдвига длины волны:

$$\Delta\lambda \equiv \lambda' - \lambda = \frac{h}{m_e c}(1 - \cos\vartheta), \qquad (*)$$

где λ, λ' — длины волн до и после рассеяния, ϑ — угол рассеяния, m_e — масса электрона. Параметр $h/m_e c$ наз. *комптоновской длиной волны* электрона и равен $2{,}4 \cdot 10^{-10}$ см. Из кинематики процесса легко также определить энергию и импульс электрона отдачи.

Поскольку ф-ла (*) основана только на кинематич. соображениях, она оказывается справедливой и в точной теории. Из неё следует, что относит. изменение длины волны $\Delta\lambda/\lambda$ велико только для коротких длин волн, когда $\lambda < h/m_e c$.

Данная Комптоном упрощённая теория эффекта не позволяет определить все характеристики комптоновского рассеяния, в частности зависимость интенсивности рассеяния от ϑ и λ. Точная релятивистская теория К. э. была сформулирована в рамках *квантовой электродинамики* (КЭД). Во втором порядке теории возмущений К. э. в КЭД описывается двумя *Фейнмана диаграммами*, изображёнными на рис. 1. Вычисление по этим диаграммам (с использованием *Дирака уравнения* для электрона) дифференц. сечения К. э. приводит к *Клейна — Нишины формуле*, хорошо согласующейся с опытом.

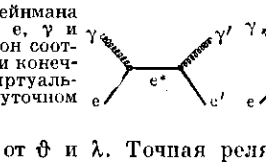


Рис. 1. Диаграммы Фейнмана для Комптона эффекта: e, γ и e′, γ′ — электрон и фотон соответственно в начальном и конечном состояниях; e* — виртуальный электрон в промежуточном состоянии.

Для К. э. при высоких энергиях характерна острая направленность рассеянного излучения по направлению первичного фотона; с ростом энергии фотонов эта угл. асимметрия увеличивается. Полное эфф. сечение комптоновского рассеяния (полученное интегрированием по углам ф-лы Клейна — Нишины) падает с увеличением ε_γ (рис. 2).

К. э. является одним из осн. механизмов, определяющих потери энергии при прохождении γ-излучения через вещество. Абс. сечение К. э., а также его соотношение с сечениями *фотоэффекта* и *рождения пар* электрон-позитрон в реальных веществах сильно зависят от ат. номера Z. На рис. 2 показано соотношение указанных процессов в свинце. В пределе нулевых частот полное сечение К. э. на отд. электроне переходит в сечение классич. (томсоновского) рассеяния $\sigma_T = {}^8/_3 \cdot \pi r_0^2$, где $r_0 = e^2/m_e c^2 = 2{,}8 \cdot 10^{-13}$ см — т. н. классич. радиус электрона. При этом $\sigma_T = 6{,}65 \times \times 10^{-25}$ см^2. Как видно из рис. 2, при энергиях ε_γ в интервале 0,5—5 МэВ К. э. даёт осн. вклад в потери энергии фотонами в свинце (в воздухе соответствующий интервал составляет 0,1—20 МэВ).

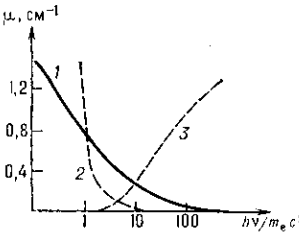


Рис. 2. Зависимость полного сечения σ в свинце от энергии фотона в единицах энергии покоя электрона $m_e c^2$ для Комптона эффекта (*1*), фотоэффекта (*2*), рождения пар e^+e^- (*3*); по оси ординат отложена величина линейного поглощения фотонов $\mu = N\sigma$ (N — концентрация атомов вещества).

Если электрон, на к-ром рассеивается фотон, не покоится, а является ультрарелятивистским с энергией $K \gg \varepsilon_\gamma$, то при столкновении электрон теряет, а фотон приобретает энергию и длина волны света при столкновении уменьшается (частота увеличивается). Такое явление наз. обратным комптон-эффектом. Если направления скоростей нач. фотонов распределены изотропно, то ср. энергия рассеянных фотонов $\varepsilon_{\gamma,\,\text{расс}}$ при обратном К. э. определяется соотношением

$$\varepsilon_{\gamma,\,\text{расс}} = \frac{4}{3}\,\varepsilon_\gamma \frac{K}{m_e c^2}.$$

Обратный К. э. является гл. механизмом потерь энергии электронами, движущимися в магн. поле космич. радиоисточников. Он является также причиной возникновения изотропного рентг. космич. излучения с энергией $\varepsilon_\gamma \approx 50$—$100$ кэВ, представляющего собой фотоны отдачи при рассеянии релятивистских электронов на изотропном микроволновом космич. фоновом излучении.

В процессе рассеяния электрон может поглотить один, а излучить в конечном состоянии не один (как в случае обычного К. э.), а два фотона. Это явление наз. двойным комптон-эффектом. Оно было теоретически исследовано В. Гайтлером (W. Heitler) и Л. Нордхеймом (L. Nordheim) в 1934. Возможен также процесс n-кратного К. э., когда в конечном состоянии излучается n фотонов. Его сечение, вообще говоря, подавлено фактором $({}^1/_{137})^{n-1}$. Но в случае, когда излучаемые фотоны являются мягкими и непосредственно не регистрируются, такой процесс неотличим от обычного К. э. и имеет большое сечение. Поэтому учёт поправок от n-кратного К. э. важен для интерпретации данных по обычному К. э.

Если К. э. происходит во внеш. поле интенсивной эл.-магн. волны [где в каждом конечном интервале частоты $(\nu, \nu + \Delta\nu)$ содержится много фотонов], то возможен процесс, в к-ром происходит как поглощение из внеш. поля, так и испускание электроном большого числа фотонов. Такой процесс является сложной ф-цией напряжённости внеш. электрич. поля E и наз. нелинейным комптон-эффектом. Он происходит с заметной вероятностью при $E \geqslant 137E_0$, где E_0 имеет масштаб полей на электронной орбите атома водорода. Такие напряжённости электрич. поля

пока недостижимы в земных условиях, но существуют на поверхности сверхплотных звёзд.

Комптоновское рассеяние происходит также на др. заряж. частицах, в частности на протоне, однако вследствие большой массы протона эффект заметен лишь при очень высоких энергиях γ-квантов.

Комптоновское рассеяние используется в исследованиях γ-излучения атомных ядер, а также для измерения поляризуемости элементарных частиц и ядер и лежит в основе принципа действия нек-рых *гамма-спектрометров.*

Лит.: Шпольский Э. В., Атомная физика, 7 изд., т. 1—2, М., 1984; Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия, пер. с англ., в. 1—4, М., 1969; Ленг К., Астрофизические формулы, пер. с англ., т. 1—2, М., 1978; Квантовая электродинамика явлений в интенсивном поле, М., 1979. *М. В. Терентьев.*

К. э. на связанном электроне. В рассеянии фотона связанным (атомным или молекулярным) электроном, в отличие от случая рассеяния на свободном электроне, выделяют три след. канала: рэлеевское рассеяние, при к-ром состояние мишени не меняется; *комбинационное рассеяние света*, в результате к-рого мишень переходит в др. связанное состояние; комптоновское рассеяние, сопровождающееся ионизацией.

Эффект связи электрона в атоме в нач. состоянии приводит в процессе комптоновской ионизации к уширению комптоновской линии, т. е. к появлению распределения по частотам $\omega'=2\pi\nu'$ вылетающих фотонов при фиксированном угле рассеяния ϑ [1]. Взаимодействие электрона с ионным остатком в конечном состоянии приводит к сдвигу максимума комптоновской линии в сторону высоких частот, тем большему, чем больше энергия связи $|\mathcal{E}_{св}|$. При любых нач. энергиях фотона ширина комптоновской линии $\Delta\omega'$ пропорц. $\sqrt{|\mathcal{E}_{св}|}$. В нерелятивистской области энергий $\Delta\omega'$ пропорц. частоте ω налетающего фотона, $\Delta\omega'\approx\approx\alpha Z_{эфф}\omega\sin(\vartheta/2)$, а сдвиг её максимума порядка $|\mathcal{E}_{св}|$ [$\alpha\approx 1/137$ — постоянная тонкой структуры, $Z_{эфф}$ — эфф. заряд ядра (в единицах элементарного заряда e) для рассматриваемой электронной оболочки].

В области энергий $\hbar\omega\gg\alpha Z_{эфф}m_ec^2$ электрону в процессе комптоновской ионизации передаётся энергия, значительно бо́льшая энергии связи в атоме. Это позволяет интерпретировать рассеяние фотона как процесс, происходящий на свободном электроне, имеющем точно такое же распределение по импульсам, как в связанном состоянии. Такое рассмотрение в рамках импульсного приближения является теоретич. основой нерелятивистского метода изучения электронной структуры атомов, молекул и кристаллов — метода комптоновских профилей [2].

В области энергий $\hbar\omega,\ \hbar\omega'\ll m_ec^2$ амплитуда комптон-эффекта на слабо связанном ($|\mathcal{E}_{св}|\ll\hbar\omega,\ \hbar\omega'$) электроне описывается диаграммой Фейнмана типа «чайка» (рис. 3), в к-рой оператор взаимодействия $\hat{V}$

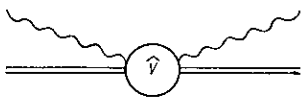


Рис. 3. Диаграмма Фейнмана типа «чайка»; двойная сплошная линия описывает электрон в поле атома, волнистая линия — фотон.

выражается через волновые векторы $\boldsymbol{k}$, $\boldsymbol{k}'$ и поляризации $\boldsymbol{e}$, $\boldsymbol{e}'$ падающего и рассеянного фотонов и оператор импульса $\hat{\boldsymbol{p}}$:

$$\hat{V}=\exp\{i(\boldsymbol{k}-\boldsymbol{k}')\boldsymbol{r}\}(\hat{A}_0+\hat{A}_1+\hat{A}_2),$$

$$\hat{A}_0=(\boldsymbol{e}\boldsymbol{e}'),$$

$$m_ec\hat{A}_1=(c/\omega')(\boldsymbol{e}\boldsymbol{k}')(\boldsymbol{e}'\hat{\boldsymbol{p}})+(c/\omega)(\boldsymbol{e}'\boldsymbol{k})(\boldsymbol{e}\hat{\boldsymbol{p}}),$$

$$2m_ec^2\hat{A}_2=\hbar\omega[\boldsymbol{e}\boldsymbol{e}']\gamma\gamma_1\gamma_2\gamma_3,$$

γ_i ($i=1, 2, 3$) — *Дирака матрицы*, $\gamma=(\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3)$.

В области энергий $\alpha Z_{эфф}m_ec^2\geq\hbar\omega\gg|\mathcal{E}_{св}|$ на сечение К. э. определяющее влияние оказывает взаимодействие электрона с ионным остатком в конечном состоянии, т. к. из-за приближённого выполнения закона сохранения импульса (узости комптоновской линии и малости её сдвига) вылетающий электрон обладает в среднем относительно малой энергией. При таких энергиях фотонов процесс комптоновской ионизации интерпретируется как «встряска» типа рассеяния (см. *Внезапных возмущений метод*). В соответствии с концепцией «встряски» [3, 4] гл. характеристикой угл. распределения рассеянных фотонов в К. э. на связанном электроне $d\sigma_{связ}/d\sigma'$ является подходящим образом выбранный «встрясочный» параметр [2]:

$$N=\frac{\hbar\omega\sqrt{1+b^2-2b\cos\vartheta}}{\alpha Z_{эфф}m_ec^2b},$$

где $b=1+(1-\cos\vartheta)\hbar\omega/m_ec^2$. Величиной параметра N определяются отношения эфф. сечений $(d\sigma_{связ}/d\sigma')/(d\sigma_{своб}/d\sigma')$, показанных для K-электронов на рис. 4.

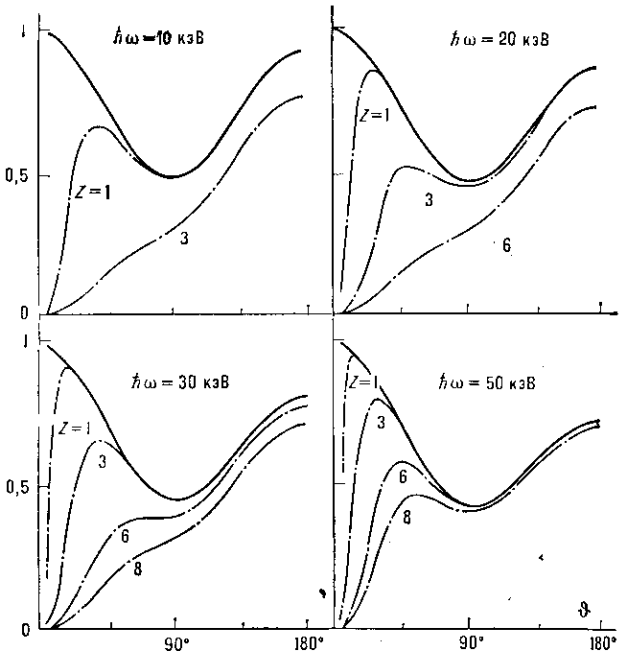


Рис. 4. Угловые распределения рассеянных фотонов $(d\sigma_K/d\sigma')r_e^2$ в процессе комптоновской ионизации K-оболочек лёгких элементов (штрих-пунктирные линии; $r_e=e^2/mc^2$ — классический радиус электрона); сплошные линии — расчёт по формуле Клейна — Нишины.

Эти отношения как ф-ции параметра N оказываются универсальными не только для K-электронов, но и для каждой конкретной атомной оболочки.

В связи с прогрессом лазерной техники в ряде исследований ставятся вопросы о влиянии сильных эл.-магн. полей на разл. элементарные атомные процессы. Имеется целый класс эффектов вынужденного поглощения или испускания фотонов внеш. лазерного поля, происходящих на фоне осн. процесса, к-рым может быть фотоионизация, комптоновская ионизация, торможение электрона на атоме и т. д. [4]. В области параметров, где сечения этих вынужденных процессов велики, они могут быть интерпретированы как процессы «встряски». В случаях, когда параметр N не содержит постоянной Планка (напр., в процессах испускания и рассеяния фотонов классич. электроном), вынужденные эффекты имеют классич. объяснение при любом числе испускаемых (поглощаемых) лазерных фотонов. Так, процесс комптоновского рассеяния жёсткого фотона с энергией $\hbar\omega\ll m_ec^2$ на электроне, помещённом в интенсивное низкочастотное (с частотой $\ll\omega$) лазерное поле, с классич. точки зрения описывается как высокочастотное излучение электрона, находящегося в поле двух эл.-магн. волн [4].

Лит.: 1) Зоммерфельд А., Строение атома и спектры, пер. с нем., т. 2, М., 1956; 2) Бушуев В. А., Кузьмин Р. Н., Неупругое рассеяние рентгеновского и синхротронного излучений в кристаллах, когерентные эффекты в неупругом рассеянии, «УФН», 1977, т. 122, с. 81; 3) Дыхне А. М., Юдин Г. Л., «Встряхивание» квантовой системы и характер стимулированных им переходов, «УФН», 1978, т. 125, с. 377; 4) Дыхне А. М., Юдин Г. Л., Вынужденные эффекты при «встряске» электрона во внешнем электромагнитном поле, «УФН», 1977, т. 121, с. 157.

Г. Л. Юдин.

КОМПТОНОВСКАЯ ДЛИНА ВОЛНЫ ($\lambda\!\!\!^{-}_C$, λ_C) — параметр размерности длины, характерный для релятивистских квантовых процессов; выражается через массу m частицы и универсальные постоянные $\hbar$ (h) и c:

$$\lambda\!\!\!^{-}_C = \frac{\hbar}{mc}\,, \quad \lambda_C = \frac{h}{mc}\,. \qquad (1)$$

Для электрона $\lambda\!\!\!^{-}{}^{e}_C \approx 3{,}9\cdot10^{-11}$ см ($\lambda^{e}_C = 2{,}4\cdot10^{-10}$ см), для протона $\lambda\!\!\!^{-}{}^{p}_C = 2{,}1\cdot10^{-14}$ см ($\lambda^{p}_C = 1{,}3\cdot10^{-13}$ см). Назв. «К. д. в.» связано с тем, что величина $\lambda\!\!\!^{-}{}^{e}_C$ определяет изменение длины волны эл.-магн. излучения в *Комптона эффекте*.

Частица, локализованная в области с линейными размерами $\leqslant\lambda\!\!\!^{-}_C$, согласно *неопределённостей соотношению*, имеет квантовомеханич. неопределённость в импульсе $\geqslant mc$ и неопределённость в энергии $\geqslant mc^2$, что достаточно для *рождения пар* частиц-античастиц с массой m. В такой области элементарная частица, вообще говоря, уже не может рассматриваться как «точечный объект», потому что часть времени она проводит в состоянии «частица + пары». В результате на расстояниях, меньших $\lambda\!\!\!^{-}_C$, частица выступает как система с бесконечным числом степеней свободы и её взаимодействия должны описываться в рамках *квантовой теории поля* (КТП) — в этом фундам. роль параметра $\lambda\!\!\!^{-}_C$, определяющего мин. погрешность, с к-рой может быть измерена координата частицы в её системе покоя. В частности, переход в промежуточное состояние «частица + пары», осуществляющийся за время $\sim\lambda\!\!\!^{-}/c$, характерное для рассеяния света с длиной волны λ, при $\lambda\leqslant\lambda\!\!\!^{-}_C$ приводит к нарушению законов классич. электродинамики в комптон-эффекте.

В действительности во всех случаях размер области, где частица перестаёт быть «точечным объектом», зависит не только от её К. д. в., но и от К. д. в. других частиц, в к-рые данная частица может динамически превращаться. Но, напр., для *лептонов*, не обладающих *сильным взаимодействием*, переход в др. состояния маловероятен (можно сказать, что он происходит редко или требует большого времени). Поэтому лептонная «шуба» из пар является как бы прозрачной, и во мн. задачах лептоны с хорошей точностью могут рассматриваться как «точечные частицы». Для тяжёлого *адрона*, напр. нуклона, эфф. размер области, где начинает проявляться «шуба», значительно больше К. д. в. нуклона и определяется К. д. в. самого лёгкого из адронов — пиона (заметим, что $\lambda\!\!\!^{-}{}^{\pi}_C \approx 7\lambda\!\!\!^{-}{}^{N}_C$). В области с линейным размером порядка $\lambda\!\!\!^{-}{}^{\pi}_C$ нуклоны с большой интенсивностью (из-за сильного взаимодействия) переходят в промежуточные состояния «нуклон + пионы», поэтому нуклонная «шуба», в отличие от лептонной, плотная.

Т. о., эфф. область, где частица перестаёт проявляться как «точечная», определяется не только соответствующими К. д. в., но и *константами взаимодействия* данной частицы с др. частицами (полями).

М. В. Терентьев.

КОНВЕКТИ́ВНАЯ ЗО́НА звезды — область *звезды* с развитой конвекцией, являющейся осн. фактором переноса тепла и выравнивания хим. состава. У звёзд главной последовательности с массами $M\leqslant1{,}5\ M_\odot$ имеются конвективные оболочки, толщина к-рых увеличивается с уменьшением массы, так что звёзды с $M<0{,}2\ M_\odot$ конвективны полностью. Массивные звёзды с $M>1{,}5\ M_\odot$ имеют конвективные ядра, масса к-рых достигает $(0{,}5—0{,}6)M_\odot$ (для $M=30\ M_\odot$). В этих двух случаях превышение градиента темп-ры над адиабатическим, приводящее к конвекции (см. *Конвективная неустойчивость*), вызывается разл. причинами. Звёзды с $M<1{,}5\ M_\odot$ имеют плотные и сравнительно холодные оболочки, в к-рых достаточно велик коэф. непрозрачности и важны эффекты неполной ионизации водорода, гелия и др. элементов. Первое увеличивает лучистый (обусловленный лучистым переносом энергии) градиент темп-ры в оболочке, а второе уменьшает адиабатич. градиент (характеризующий изменение темп-ры в конвективном элементе), т. к. с ростом давления темп-ра растёт медленнее из-за расхода части энергии на ионизацию. Оба фактора определяют существование конвективных оболочек. Центр. темп-ра звезды растёт с ростом массы, поэтому горение водорода в звёздах с $M\geqslant1{,}5\ M_\odot$ происходит в основном по *углеродно-азотному циклу* (CNO) вместо протон-протонной цепочки у менее массивных звёзд. Из-за большой величины преодолеваемого кулоновского барьера CNO-цикл характеризуется гораздо более резкой зависимостью от темпры. В связи с этим в недрах звезды градиент темп-ры сильно превышает адиабатический и возникает конвекция. Ввиду большой плотности вещества конвективный перенос энергии в ядре значительно эффективнее лучистого. Конвекция быстро уменьшает градиент темпры, так что он мало отличается от адиабатического. При этом скорости конвективных элементов ~1 км/с (для $M=30\ M_\odot$).

В глубоких слоях конвективных оболочек градиент темп-ры также близок к адиабатическому, однако вблизи фотосферы плотность становится малой и эффективность конвективного переноса тепла падает. При этом градиент темп-ры может сильно превышать адиабатический, так что возможно существование областей с инверсным градиентом плотности. Конвективные скорости во внеш. слоях оболочек также ~1 км/с, но ввиду невысоких темп-р доля механич. энергии конвекции становится существенной в общем балансе энергии.

Существование конвективных оболочек приводит к генерации потока, механич. энергии, диссипация к-рой ведёт к образованию горячих ($\sim10^6—10^7$ К) корон (см. *Звёздные атмосферы*). С этим же связаны разл. нестационарные явления, наблюдаемые у красных карликовых звёзд, звёзд типа Т Тельца и др. В К. з. в условиях турбулентной конвекции резко усиливаются процессы переноса энергии, импульса и диффузия вещества. Это приводит к практически однородному хим. составу конвективных ядер, быстрому установлению твердотельного вращения, установлению синхронного вращения звёзд в двойных системах (последнее — особенно быстро при наличии мощных конвективных оболочек). Увеличение омич. диссипации в К. з. нарушает условие сохранения магн. потока и создаёт условия (в сочетании с вращением звезды) для генерации магн. поля механизмом *гидромагнитного динамо*.

Лит.: Шварцшильд М., Строение и эволюция звезд, пер. с англ., М., 1961; Эргма Э., Нелокальная модель конвекции для звездных оболочек, «Научн. информ. Астрон. совет АН СССР», 1972, № 23, с. 33.

Г. С. Бисноватый-Коган.

КОНВЕКТИ́ВНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ. 1) К. н. (сносовая неустойчивость) — тип неустойчивости в системе с распределёнными параметрами, при к-ром малое нача́льное возмущение нарастает во времени и сносится в пространстве (см. *Абсолютная неустойчивость, Неустойчивость в колебательных и волновых системах*). 2) Неустойчивость в газовой или жидкой среде, находящейся в поле силы тяжести $\boldsymbol{F}$ и пронизываемой потоком тепла с компонентом в направлении, противоположном $\boldsymbol{F}$. Эта К. н. объясняется появлением подъёмной (архимедовой) силы при случайных вертикальных перемещениях элемента вещества. Давление $P_э$ в элементе быстро сравнивается с давлением среды P, поэтому темп-ры и плотности в поднимающемся элементе ($T_э$, $\rho_э$) и в

среде (T, ρ) удовлетворяют одному из двух условий: $T_э<T$, $\rho_э>\rho$; $T_э>T$. В первом случае архимедова сила возвращает элемент обратно, а во втором — стремится вытолкнуть его ещё выше вверх, что и приводит к К. н. Если пренебречь обменом энергией между элементом и средой (быстрый подъём элемента), то при его перемещениях $\rho_э$ и $T_э$ (P и $T_э$) связаны условием адиабатичности (см. *Адиабата*). При этом изменение темп-ры элемента с высотой r (т. е. в направлении, противоположном F) описывается т. н. адиабатич. градиентом:

$$\left(\frac{\partial T_э}{\partial r}\right)_{ад}=\frac{T}{P}\left(1-\frac{1}{\gamma}\right)\frac{\partial P}{\partial r},$$

где γ — показатель адиабаты. В этом случае для возникновения К. н. необходимо, чтобы абс. величина градиента темп-ры среды была больше абс. величины адиабатич. градиента. Условие возникновения К. н. удобно записать через логарифмич. производные:

$$\nabla^l\equiv\frac{\partial\ln T}{\partial\ln P}>\nabla^l_{ад}\equiv\left(\frac{\partial\ln T}{\partial\ln P}\right)_S \qquad (*)$$

(индекс S означает, что производная берётся при постоянной энтропии S). В химически неоднородной среде (при наличии градиента ср. *молекулярной массы* μ) вместо (*) обычно используется условие

$$\nabla^l>\nabla^l_{ад}+\nabla^l_\mu,\quad \nabla^l_\mu\equiv\left(\frac{\partial\ln T}{\partial\ln\mu}\right)_{P,\rho}.$$

Диссипативные процессы — вязкость и теплопроводность — стремятся сравнять темп-ру в поднимающемся элементе с темп-рой окружающей среды. Их стабилизирующее влияние существенно только для мелкомасштабных движений. Вблизи границы потери устойчивости конвективные движения носят регулярный (ламинарный) характер. Когда *Рейнольдса число* $Re=Lv/\nu$ (L — характерный размер, ν — кинематич. вязкость, v — скорость конвективных движений) превысит $\sim10^3$, произойдёт турбулизация конвективных движений.

Конвективные движения, возникающие в результате К. н., широко распространены в природе: ею вызываются разл. движения в атмосфере Земли и др. планет; конвективные движения в ядре Земли, по-видимому, ответственны за поддержание магн. поля нашей планеты. Области с пост. конвективными движениями имеются почти во всех звёздах (см. *Конвективная зона*) В звёздах и часто в атмосферах планет конвекция является турбулентной (большие L).

Теоретич. описание конвективных движений представляет собой очень сложную задачу, ввиду необходимости решения двух- и трёхмерных нестационарных гидродинамич. ур-ний. При рассмотрении конвективного переноса энергии внутри звёзд обычно используется упрощённое описание — теория длины перемешивания, к-рая предполагает, что движущийся вертикально конвективный элемент в среднем на расстоянии l полностью передаёт избыток своей энергии окружающей среде. Длина перемешивания l обычно принимается прибл. равной характерной шкале высот по давлению:

$$l=\alpha\,|\,P/\nabla P\,|,\quad \alpha\sim1.$$

Поток энергии выражается соотношением

$$H=\frac{1}{2}\,lc_P\rho v\delta\nabla T,$$

где $\delta\nabla T$ означает разность между фактич. и адиабатич. градиентами темп-ры, c_P — теплоёмкость при пост. давлении, ρ и v — плотность и скорость конвективного элемента. Характерная скорость конвективного элемента получается из условия равенства кинетич. энергии элемента работе подъёмной силы на длине перемешивания:

$$\frac{1}{2}\,\rho v^2=\frac{1}{8}\,\rho\,\frac{\delta\nabla T}{T}\,gl^2,$$

где g — ускорение силы тяжести.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Механика сплошных сред, 2 изд., М., 1954; Шварцшильд М., Строение и эволюция звезд, пер. с англ., М., 1961; Голицын Г. С., Введение в динамику планетных атмосфер, Л., 1973.

Г. С. Бисноватый-Коган.

КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛООБМЕН — необратимый процесс переноса теплоты в движущихся средах с неоднородным полем темп-ры, обусловленный совместным действием *конвекции* и молекулярного движения.

Наиб. важный для практики случай — К. т. между движущейся средой и поверхностью её раздела с др. средой (твёрдым телом, жидкостью или газом) — наз. конвективной *теплоотдачей*. Вследствие вязкости движущейся среды она «прилипает» к поверхности раздела, в результате местная скорость среды относительно этой поверхности равна нулю. Поэтому плотность конвективного теплового потока, подходящего к поверхности раздела (или отходящего от неё), может быть описана с помощью закона *теплопроводности* (закона Фурье):

$$q=-\lambda\,\mathrm{grad}\,T, \qquad (1)$$

где λ — коэф. молекулярной теплопроводности, T — темп-ра среды. Если λ характеризует физ. свойства среды, то градиент темп-ры формируется под действием конвективного движения среды. Чем интенсивнее конвекция, тем больше градиент темп-ры. Определение градиента темп-ры у стенки обычно является предметом теоретич. или эксперим. исследования. В зависимости от вида конвективного движения различают К. т. при вынужденной, свободной и капиллярной конвекциях. Могут существовать и смешанные виды К. т.

Теоретич. описание процесса К. т. строится на основе ур-ния сохранения энергии в среде:

$$\rho c_p\frac{DT}{D\tau}=\mathrm{div}\,(\lambda\,\mathrm{grad}\,T)+\mu\Phi+\frac{Dp}{D\tau}+Q, \qquad (2)$$

где ρ — плотность среды, p — давление, c_p — уд. теплоёмкость при пост. давлении, μ — коэф. динамич. вязкости, Φ — диссипативная функция, учитывающая нагрев среды из-за внутр. трения, Q — внутр. тепловыделение в единице объёма среды, $D/D\tau$ — полная, или субстанциональная, производная по времени τ, представляющая собой сумму локальной и конвективной составляющих:

$$\frac{D}{D\tau}=\frac{\partial}{\partial\tau}+u\frac{\partial}{\partial x}+v\frac{\partial}{\partial y}+w\frac{\partial}{\partial z}$$

(x, y, z — пространств. координаты, u, v, w — составляющие вектора скорости вдоль осей этих координат).

Для решения ур-ния (2) необходимо знать граничные условия на поверхности раздела и в окружающем пространстве, а также в случае зависимости процесса от времени — нач. условия. Для определения входящих в ур-ние (2) составляющих скорости среды дополнительно привлекаются ур-ния сохранения кол-ва движения в проекции на разл. оси координат.

К. т. может осложняться протеканием в среде или на поверхности раздела разных физ.-хим. превращений (кипение, плавление, конденсация, диссоциация, ионизация и т. п.). В этих случаях для теоретич. описания К. т. используются дополнит. ур-ния, отражающие кинетику отд. физ.-хим. процессов или условия термодинамич. равновесия, напр. законы действующих масс для разл. хим. реакций. Если при этом отд. физ.-хим. превращения протекают на поверхности раздела и имеет место суммарный расход массы через эту поверхность, то вместо ур-ния (1) для описания плотности теплового потока к поверхности раздела используется более общее ур-ние:

$$q=-\lambda\,\mathrm{grad}\,T+\rho vH+\sum_i\rho c_iv_iH_i, \qquad (3)$$

где v — скорость среды в направлении нормали к поверхности, H — энтальпия среды при темп-ре поверхности, c_i — относит. массовые концентрации отд. хим. компонентов, v_i — их скорости диффузии в направлении нормали к поверхности, H_i — их энтальпии при

темп-ре поверхности раздела, вычисленные с учётом энергии образования этих компонентов при стандартных условиях.

Подходящий к поверхности раздела конвективный тепловой поток удобно представлять в виде закона Ньютона:

$$q=\alpha(T_c-T_w), \qquad (4)$$

где α — коэф. конвективного теплообмена, T_w — темпра поверхности раздела, T_c — характерная темп-ра среды. В качестве T_c при обтекании тела безграничным равномерным потоком принимается темп-ра внеш. среды (при больших скоростях среды — темп-ра торможения, или т. н. «равновесная» темп-ра; см. *Аэродинамический нагрев*), при течении в трубах или процессах К. т. в замкнутых сосудах — среднемассовая темп-ра среды.

Описание процесса К. т. может быть представлено в безразмерном виде с использованием *подобия теории*. Интенсивность К. т. характеризуется безразмерным критерием — *Нуссельта числом* $Nu=\alpha L/\lambda$, где L — характерный размер. В случае К. т. при вынужденной конвекции осн. определяющим критерием является *Рейнольдса число* $Re=\rho VL/\mu$, где V — скорость среды, μ — коэф. динамич. вязкости. Кроме числа Рейнольдса влияние на К. т. оказывает *Прандтля число* $Pr=\mu c_p/\lambda$ и т. н. температурный фактор $\overline{T}_w=T_w/T_c$, учитывающий переменность теплофиз. свойств среды при изменении её темп-ры. В результате критериальный закон К. т. при вынужденной конвекции имеет вид

$$Nu=f(Re,\ Pr,\ \overline{T}_w). \qquad (5)$$

Помимо перечисленных основных определяющих критериев на К. т. при вынужденной конвекции могут оказывать влияние и др. факторы. В частности, при больших скоростях полёта тела в атмосфере важную роль играет *Маха число*.

Вид зависимости (5) определяется геом. формой поверхности раздела и режимом её обтекания, в частности режимом течения в пограничном слое (ламинарным или турбулентным), наличием и положением зон отрыва потока (см. *Отрывное течение*). Критериальные законы К. т. в виде (5) могут быть получены как на основании теоретич. расчётов [напр., численным решением системы ур-ний (2) и др.], так и экспериментально — путём исследования теплоотдачи к моделям подобной геом. формы в представляющем интерес диапазоне изменения числа Рейнольдса и др. определяющих критериев. Напр., средний коэф. К. т. в случае поперечного обтекания цилиндра описывается с помощью степенной зависимости $Nu=CRe^mPr^{0,4}$, причём C и m имеют разл. значение для разных диапазонов изменения числа Рейнольдса:

Re	C	m
5—80	0,923	0,40
80—$5\cdot10^3$	0,792	0,46
$5\cdot10^3$—$5\cdot10^4$	0,225	0,60
$>5\cdot10^4$	0,0262	0,80

При свободной (естественной) конвекции осн. определяющим критерием К. т. является *Грасгофа число* $Gr=gL^3\beta_T\Delta T/\nu^2$, где g — ускорение свободного падения, β_T — коэф. объёмного температурного расширения среды, $\nu=\mu/\rho$ — коэф. кинематич. вязкости, ΔT — характерный перепад темп-р внутри среды. Критериальный закон принимает вид $Nu=C_1Gr^{m_1}Pr^{n_1}$. При $Pr\geqslant0{,}5$ определяющую роль в процессе К. т. играет *Рэлея число* Ra, объединяющее критерии Gr и Pr:

$$Ra=Gr\cdot Pr=gL^3\beta_T\Delta T/\nu a,$$

где $a=\lambda/\rho c_p$ — коэф. температуропроводности среды. Напр., средний коэф. К. т. при свободной конвекции бесконечной среды около горизонтального цилиндра в случае $Pr\geqslant0{,}5$ описывается степенным законом: $Nu=CRa^n$, причём C и n связаны с реализуемым режимом течения около цилиндра и могут быть приняты равными значениям, приведённым в табл.

Ra	C	n
$<10^{-3}$	0,45	0
10^{-3}—$5\cdot10^2$	1,18	1/8
$5\cdot10^2$—$2\cdot10^7$	0,54	1/4
$>2\cdot10^7$	0,135	1/3

В случае жидких металлов, для к-рых $Pr\ll1$, определяющую роль в процессе К. т. при свободной конвекции играет комбинированный критерий

$$GrPr^2=gL^3\beta_T\Delta T/a^2.$$

При капиллярной конвекции осн. определяющими критериями К. т. являются числа Марангони Ma_1 и Ma_2:

$$Ma_1=\frac{L\Delta\sigma}{\rho\nu a},\quad Ma_2=\frac{Ma_1}{Pr}=\frac{L\Delta\sigma}{\rho\nu^2},$$

где $\Delta\sigma=\int\left(\frac{\partial\sigma}{\partial T}\frac{dT}{ds}+\frac{\partial\sigma}{\partial c}\frac{dc}{ds}\right)ds$ — перепад поверхностного натяжения вследствие изменения темп-ры и концентрации c поверхностно-активного вещества вдоль свободной поверхности.

Лит.: Кутателадзе С. С., Основы теории теплообмена, 5 изд., М., 1979; Теплотехнический справочник, 2 изд., т. 2, М., 1976; Кутателадзе С. С., Боришанский В. М., Справочник по теплопередаче, Л.—М., 1959; Теория теплообмена. Терминология, М., 1971; Основы теплопередачи в авиационной и ракетно-космической технике, М., 1975; Проблемы космического производства, М., 1980.

Н. А. Анфимов.

КОНВЕКЦИО́ННЫЙ ТОК в электродинамике — электрический ток, обусловленный движением заряж. среды или пучками заряж. частиц (электронов, ионов и т. п.). Плотность К. т. j, обусловленную движением в пространстве одиночного точечного заряда e, можно представить в виде $j=ev_e(t)\delta[r-r_e(t)]$, где r_e — радиус-вектор заряда, $v_e=dr_e/dt$ — скорость заряда, $\delta(r)$ — *дельта-функция* Дирака. Любые макроскопич. токи являются результатом усреднения микроскопич. К. т., т. е. обусловлены конвекцией (перемещением) заряж. микрочастиц.

КОНВЕ́КЦИЯ (от лат. convectio — доставка) — перенос массы в результате перемещения сплошной среды (газа, жидкости). Существуют различные виды К. в зависимости от причин, её порождающих; наиболее распространённые — свободная, вынужденная и капиллярная К.

Свободная (естеств.) К. возникает под действием архимедовых сил в поле силы тяжести, если имеют место неоднородности плотности в отд. местах среды, к-рые возникают в результате наличия в жидкости или газе разницы темп-р или концентраций примеси. Примером свободной К. является движение воздуха в помещении при наличии отопительного прибора (радиатора или печи). При увеличении темп-ры плотность газов уменьшается и нагретый воздух всплывает наверх, а его место занимает более холодный воздух, опускающийся вниз в др. части помещения. В результате в помещении развивается вихревое движение воздуха. Свободная К. играет важную роль как в технике, так и в природе, она определяет вертикальные перемещения воздушных масс в атмосфере и водяных масс в морях и океанах. См. также *Конвективный теплообмен*.

Вынужденная К. вызывается внеш. механич. воздействием на среду. Примерами вынужденной К. являются движение воздуха в помещении под действием вентилятора, течение жидкости в трубе под действием гидронасоса и др. При движении тела в покоящейся среде относительное движение среды в системе координат, связанной с телом, также представляет собой частный случай вынужденной К. Физ. процессы, происходящие при вынужденной К., связанной с движением тел с большими скоростями в атмосфере, моделируются в *аэродинамических трубах*, где воспроизводится обтекание неподвижных моделей потоком воздуха.

Капиллярная К. возникает в объёмах жидкости со свободной поверхностью при существовании вдоль такой поверхности перепадов поверхностного натяжения. Наиб. распространённой причиной появления

таких перепадов является изменение темп-ры вдоль свободной поверхности (термокапиллярная К.), другая возможная причина — присутствие в жидкости поверхностно-активной примеси с изменяющейся концентрацией. Интенсивность капиллярной К. довольно мала. В обычных условиях она, как правило, не является существенной на фоне вынужденной или свободной К. Однако в космич. технике, в условиях свободного полёта за пределами атмосферы, когда интенсивность свободной К. становится весьма незначительной из-за невесомости, именно благодаря капиллярной К. в сосудах с жидкостью могут возникать слабые конвективные движения, к-рые (как и свободноконвективные движения, порождаемые микрогравитацией) существенно затрудняют практич. реализацию условий невесомости. *Н. А. Анфимов.*

КОНВЕРСИ ТРУБКИ, то же, что *разрядные трубки*.

КОНВЕРСИОННЫЕ ЭЛЕКТРОНЫ, электроны, испускаемые атомом в результате электромагнитного перехода возбуждённого ат. ядра в состояние с меньшей энергией, когда избыток энергии ядро отдаёт одному из ат. электронов (см. *Конверсия внутренняя*).

КОНВЕРСИЯ ВНУТРЕННЯЯ (от лат. conversio — изменение) — явление, при к-ром энергия, высвобождаемая при эл.-магн. переходе возбуждённого атомного ядра с энергией $\mathcal{E}_н$ в состояние с меньшей энергией $\mathcal{E}_к$, передаётся в результате эл.-магн. взаимодействия одному из электронов, к-рый покидает атом (конверсионный электрон). Его кинетич. энергия $T=\hbar\omega-\mathcal{E}_{св}$, где $\hbar\omega=\mathcal{E}_н-\mathcal{E}_к$ — энергия ядерного перехода, т. е. разность энергий начального и конечного состояний ядра, $\mathcal{E}_{св}$ — энергия связи электрона в атоме (небольшая доля энергии — сотые или тысячные доли % — передаётся конечному атому вследствие эффекта отдачи). Электроны могут быть выбиты с разл. оболочек атома, и, соответственно, различают K-, L-, M- и т. д. конверсию.

Отношение вероятности К. в. к вероятности перехода с испусканием γ-кванта наз. к о э ф. к о н в е р с и и. Коэф. К. в. возрастает с уменьшением энергии перехода $\hbar\omega$, ростом его мультипольности L и заряда ядра Z (в первом приближении $\sim Z^3$). В зависимости от этих параметров коэф. К. в. может меняться в широких пределах от 10^{-2}—10^{-3} до величин $\geqslant 1$. Коэф. конверсии слабо (с точностью до 1—0,1%) зависит от структуры ядра. Это происходит оттого, что длины волн конверсионного электрона и γ-излучения почти всегда во много раз больше размеров ядра.

Особый случай — переход ядра между состояниями $O^-\to O^+$ (в общем случае I^{π}, где I — полный угл. момент ядра, π — *чётность*), напр. в ядрах ^{16}O, ^{90}Zr, ^{40}Ca. В этом случае переход с испусканием одного γ-кванта строго запрещён правилами отбора по угл. моменту (угл. момент γ-кванта не может быть равен 0) и снятие возбуждения ядра идёт либо путём К. в., или же излучением одновременно двух γ-квантов с суммарной энергией $\hbar\omega_1+\hbar\omega_2=\mathcal{E}_н-\mathcal{E}_к$ (см. *Гамма-излучение*).

Величина коэф. К. в. вычисляется методами квантовой электродинамики (в широком диапазоне $\hbar\omega$ значения L, Z табулированы). Сравнение измеренных коэф. К. в. с рассчитанными — один из основных методов определения мультипольностей переходов, спинов и чётностей ядерных состояний.

При энергиях переходов $\hbar\omega$, превышающих удвоенную энергию покоя электрона ($\hbar\omega\geqslant 2mc^2=1{,}022$ МэВ, m — масса электрона), может происходить образование электрон-позитронных пар (п а р н а я к о н в е р с и я), вероятность к-рой в отличие от К. в. на электронах атома растёт с ростом энергии $\hbar\omega$ и падает с увеличением мультипольности перехода L. Спектры электронов и позитронов непрерывные, причём суммарная кинетич. энергия электрона и позитрона равна $\hbar\omega-2mc^2$ (см. *Рождение пар*).

Лит.: Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия, пер. с англ., в. 3—4, М., 1969; см. также *лит.* при ст. *Гамма-излучение*.

КОНДЕНСА́ТОР ЭЛЕКТРИ́ЧЕСКИЙ (от лат. condensator, букв.— тот, кто уплотняет, сгущает) — устройство, предназначенное для получения нужных величин электрич. ёмкости и способное накапливать и отдавать (перераспределять) электрич. заряды. К. э. применяются в электрич. цепях (сосредоточенные ёмкости), электроэнергетике (компенсаторы реактивной мощности), импульсных генераторах напряжения, в измерит. целях (измерит. конденсаторы и ёмкостные датчики).

К. э. состоит из двух (иногда более) проводящих тел (обкладок), разделённых диэлектриком. Как правило, расстояние между обкладками, равное толщине диэлектрика, мало по сравнению с линейными размерами обкладок. Поэтому электрич. поле, возникающее при подключении обкладок к источнику с напряжением U, практически полностью сосредоточено между обкладками. При этом частичные собственные *ёмкости электрические* обкладок пренебрежимо малы по сравнению с их частичной взаимной ёмкостью, к-рая в этом приближении примерно равна ёмкости К. э. Численно ёмкость C К. э. равна заряду q одной из обкладок при напряжении, равном единице: $C=q/U$. Энергия, запасённая заряжённым до пост. напряжения U К. э., равна $W=CU^2/2$. Ёмкость К. э. зависит от абс. диэлектрич. проницаемости диэлектрика ε, формы и геом. размеров. Ёмкость плоского К. э., представляющего собой две металлич. плоские параллельные пластины, разделённые диэлектриком, равна $C=\varepsilon S/d$ (в СИ), где S — площадь обкладки, d — расстояние между обкладками (толщина диэлектрика). Кроме ёмкости К. э. обладает активным сопротивлением R и *индуктивностью* L. Поэтому полное сопротивление К. э. синусоидальному току с круговой частотой ω равно (см. *Импеданс*)

$$z=\sqrt{R^2+[\omega L-(\omega C)^{-1}]^2}$$

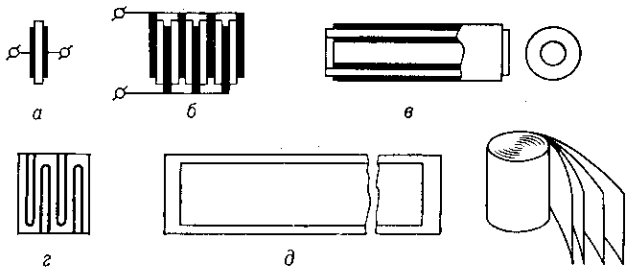
и выше резонансной частоты $\omega_{рез}=(LC)^{-1/2}$ носит активно-индуктивный характер. Как правило, К. э. используются на частотах, значительно меньших резонансной, на к-рых его индуктивностью обычно пренебрегают. Активное сопротивление К. э. зависит от уд. сопротивления диэлектрика, материала обкладок и выводов, формы и размеров К. э., частоты и темп-ры, индуктивность — в основном от формы и размеров К. э.

При подключении обкладок к источнику пост. напряжения К. э. заряжается до напряжения U источника. Ток, продолжающий течь через К. э. после его зарядки, наз. током утечки. Он равен $I_у=U/R_{из}$, где $R_{из}$ — сопротивление изоляции, дающее осн. вклад в активное сопротивление К. э.

В цепи синусоидального напряжения ток через К. э. опережает по фазе напряжение на угол, близкий к 90°, и может быть представлен в виде суммы двух составляющих: реактивной (ёмкостной) составляющей тока (опережающей по фазе напряжение на 90°) и активной составляющей тока (совпадающей по фазе с напряжением). Отношение амплитуд или действующих значений этих составляющих определяет тангенс угла диэлектрич. потерь tg δ К. э.: $\operatorname{tg}\delta=I_а/I_р$, где $I_а$ и $I_р$ — действующие значения активной и реактивной составляющих тока через К. э. Угол δ дополняет сдвиг фаз между током и напряжением К. э. до 90°. Реактивная мощность К. э. $Q=\omega CU^2$. Мощность тепловых потерь энергии в К. э. $P_а=\omega CU^2\operatorname{tg}\delta$. Любой К. э. при достаточном увеличении напряжения пробивается (происходит разряд между обкладками). Пробивное напряжение определяется электрич. прочностью диэлектрика К. э. в конкретных условиях эксплуатации.

При изготовлении К. э. используется неск. базовых конструкций (рис.). В простейшем случае это плоский К. э.— две плоские металлич. обкладки, разделённые диэлектриком (*а*), или плоский многопластинчатый К. э., содержащий n обкладок, соединённых параллельно (*б*). Эти две конструкции чаще применяются в К. э. с неорганич. диэлектриками. Кроме них в керамич. К. э. используются ещё две конструкции — цилиндрич.

и многосекционная (*в* и *г*). В К. э. с органич. диэлектриками базовой конструкцией является спиральный К. э. (*д*), в к-ром обкладки и диэлектрики представляют собой ленты, скручиваемые спиралью. Эта же конструкция часто применяется в К. э. с оксидным диэлектриком. В них диэлектриком служит тонкая оксидная плёнка, к-рая наносится на одну из обкладок (анод) электролитич. путём. Объёмно-пористый анод разл. формы получается спеканием металлич. порошка (алюминий, ниобий, тантал). В результате анод имеет большую эфф. поверхность, отделённую от второй обкладки тонкой изолирующей оксидной плёнкой, что определяет большую ёмкость оксидно-электролитич. К. э. В качестве второй обкладки используют жидкий или пастообразный электролит, проникающий в поры анода.



В подстроечных К. э. применяются дисковые, пластинчатые и цилиндрич. конструкции, а диэлектриком в них служит конденсаторная керамика или воздух.

В качестве К. э. часто используются электрически управляемые конденсаторы (*вариконды*), а также полупроводниковые транзисторы и диоды с запертыми p — n-переходами.

Лит.: Ренне В. Т., Электрические конденсаторы, 3 изд., Л., 1969; Горячева Г. А., Добромыслов Е. Р., Конденсаторы. Справочник, М., 1984.

Ф. Н. Шакирзянов.

КОНДЕНСА́ЦИЯ (от позднелат. condensatio — уплотнение, сгущение) — переход вещества из газообразного состояния (пара) в жидкое или твёрдое состояние. Квазистатич. процесс К. происходит в условиях равновесия сосуществующих фаз и является фазовым переходом 1-го рода. Если при этом давление p поддерживается постоянным, то сохраняется постоянной и абс. темп-ра T. Связь между p и T определяется равенством *химических потенциалов* $\mu_п$ и $\mu_ж$ для пара и жидкости соответственно:

$$\mu_п(p, T) = \mu_ж(p, T),$$

или задаётся *Клапейрона — Клаузиуса уравнением*. Эти ур-ния справедливы как для К., так и для обратного процесса — испарения, направление же процесса определяется теплообменом с окружающей средой: если системе сообщается теплота, происходит испарение, при её отводе — К. Кол-во теплоты, выделяющееся при К. единицы массы, равно теплоте испарения. В квазистатич. условиях К. пара в жидкость возможна в интервале давления от критического до давления в *тройной точке*. Ниже давления в тройной точке конденсирующийся пар граничит с кристаллом (рис. к ст. *Испарение*).

Равновесие между паром и конденсированной фазой (напр., в замкнутом объёме) имеет динамич. характер: ср. потоки конденсирующихся и испаряющихся молекул равны между собой, т. е. компенсируют друг друга. При нарушении фазового равновесия величину нескомпенсированного потока молекул j_N можно оценить, используя приближение идеального газа для пара (т. н. ур-ние Герца — Кнудсена):

$$j_N = \alpha(p - p_н)/(2\pi mkT)^{1/2},$$

где α — коэф. конденсации, различный для разных веществ, $p_н$ — равновесное давление (давление насыщения при темп-ре T), m — масса молекулы. Если в газовой фазе присутствует неконденсирующий газ, то К. пара происходит при его парциальном давлении, соответствующем линии насыщения чистого вещества. Молекулы газа скапливаются у поверхности раздела фаз и затрудняют К., снижая её скорость, однако появляющийся градиент концентраций вызывает их диффузию.

Если первоначально пар не сосуществует с конденсированной фазой, то он может перейти в метастабильное состояние, характеризуемое степенью пересыщения $\varepsilon = p/p_н$. При высоких степенях пересыщения внутри парогазовой смеси даже в отсутствие конденсирующих поверхностей может начаться процесс К. Кинетика нач. стадии такой объёмной К. описывается теорией гомогенного зародышеобразования. Высокая степень пересыщения создаётся при быстром расширении пара в потоке, при смешении пара с холодным газом, в молекулярных пучках. Образование зародышевых капель облегчается на смачиваемых стенках, твёрдых частицах (гетерогенное зародышеобразование) и на ионах (напр., в *Вильсона камере*).

К. и испарение играют важную роль в круговороте воды в природе, а также в разл. технол. процессах. На тепловых и атомных электростанциях К. отработанного водяного пара происходит при низком давлении (ок. 4 КПа). На смачиваемой твёрдой охлаждаемой поверхности конденсат образует сплошную плёнку, к-рая ухудшает теплообмен между паром и стенкой. В отсутствие смачивания наблюдается капельный режим К., к-рый предпочтительнее плёночного, однако при длит. работе несмачиваемая поверхность обычно становится смачиваемой. К. используется также в холодильных машинах, в ожижителях газов, в опреснительных и ректификационных установках. Кроме К. на твёрдой поверхности в технике применяют К. на струях и каплях предварительно охлаждённой жидкости.

Неравновесная К. на твёрдой поверхности с темп-рой $T_W < T_{тр}$ ($T_{тр}$ — темп-ра тройной точки) может идти по схеме пар → жидкость → кристалл. Для ряда веществ экспериментально показано, что ниж. граница перехода к механизму К. пар → кристалл лежит при $T_W \approx {}^2/_3\, T_{тр}$ (см. *Кристаллизация*). Неравновесная К. на охлаждаемой подложке (напр., для воды при $T_W \leqslant 120$ К) может приводить к образованию твёрдого аморфного (стеклообразного) слоя вещества.

Лит.: Радченко И. В., Молекулярная физика, М., 1965; Хирс Д., Паунд Г., Испарение и конденсация, пер. с англ., М., 1966; Кириллин В. А., Сычев В. В., Шейндлин А. Е., Техническая термодинамика, 4 изд., М., 1983.

В. П. Скрипов.

КОНДЕНСИ́РОВАННОЕ СОСТОЯ́НИЕ ВЕЩЕСТВА (конденсированное тело) — понятие, объединяющее твёрдые тела и жидкости в противопоставлении их газу. Атомные частицы (атомы, молекулы, ионы) в конденсированном теле связаны между собой. Ср. энергии теплового движения частиц не хватает на самопроизвольный разрыв связи, поэтому конденсированное тело сохраняет свой объём. Мерой связи атомных частиц служит теплота испарения (в жидкости) и теплота возгонки (в твёрдом теле).

КОНДЕ́НСОР — короткофокусная *линза* или система линз, используемая в оптич. приборе для освещения рассматриваемого или проецируемого предмета. К. собирает и направляет на предмет лучи от источника света, в т. ч. и такие, к-рые в его отсутствие проходят мимо предмета, в результате резко возрастает освещённость предмета. К. применяются в *микроскопах*, *спектральных приборах*, *проекционных аппаратах* разл. типов.

Конструкция К. тем сложнее, чем больше его апертура. При числовых апертурах до 0,1 применяют простые линзы; при апертурах 0,2—0,3 — двухлинзовые, выше 0,3 — трёхлинзовые К. Наиб. распространён К. из двух одинаковых плоско-выпуклых линз, к-рые обращены друг к другу сферич. поверхностями (рис.) для уменьшения *сферической аберрации*. Иногда поверх-

ности линз К. имеют более сложную форму — параболоидальную, эллипсоидальную и т. д. *Разрешающая способность* микроскопа повышается с увеличением апертуры его К. Часто К. из неск. линз (с диафрагмой) используется в спектральных приборах для получения

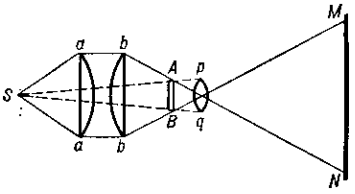


Схема проекционного аппарата с конденсором: S — источник света; $aabb$ — конденсор; AB — проецируемый предмет; pq — проекционный объектив; MN — экран.

однородного освещения предмета при неоднородной структуре источника света.

Лит.: Тудоровский А. И., Теория оптических приборов, 2 изд., т. 2, М.— Л., 1952.

КОНДО ЭФФЕКТ — аномальная температурная зависимость электросопротивления сплавов немагн. металлов (Cu, Al, Ag, La, Lu и др.) с небольшим кол-вом магн. примесей — атомов переходных (Fe, Cr, Co, V) или редкоземельных (Ce, Yb, Tm) элементов. Аномалия состоит в том, что при понижении темп-ры электросопротивление R таких сплавов сначала убывает по закону, типичному для немагн. *металлов*, а затем при нек-рой характерной темп-ре T_K (т е м п - р а К о н д о) проходит через минимум и далее остаётся конечным при $T \to 0$К (рис. 1).

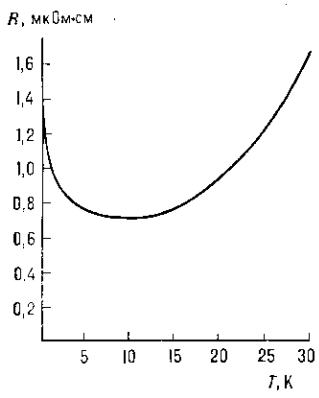


Рис. 1. Зависимость электросопротивления R сплава $(LaCl)Al_2$ (0,63 ат. % Cl) от температуры T.

К. э. имеет квантовый характер и обусловлен антиферромагн. *обменным взаимодействием* электронов проводимости немагн. металла с магн. примесями — атомами с незаполненными d- или f-электронными оболочками, ионы к-рых в металле обладают магн. моментами.

Необычные свойства рассеяния электронов проводимости на примесных атомах, вызванного этим взаимодействием (рассеяние электрона может сопровождаться переворотом спинов электрона и примесного атома), приводят к ярко выраженным аномалиям кинетич., термич. и магн. свойств таких сплавов. Наблюдаются отрицат. *магнетосопротивление* (рис. 2), гигантский пик в температурной зависимости *термоэдс*, максимум в температурной зависимости *теплоёмкости* и т. д. Магн. примеси понижают темп-ру сверхпроводящего перехода немагн. металла, а также при достаточной концентрации могут привести к явлению т. н. в о з в р а т н о й *сверхпроводимости*: при дальнейшем понижении темп-ры сплав из сверхпроводящей фазы переходит в нормальную, а затем при дальнейшем понижении темп-ры вновь становится сверхпроводником.

Описанные аномальные явления, экспериментально обнаруженные в 30-х гг. 20 в., были систематически исследованы в 60-х гг. В результате этого экспериментально установлен универсальный характер поведения магн. примеси в немагн. металле с темп-рой T_K, характерной для каждого сплава. T_K изменяется в широком диапазоне: напр., от 1К (для LaCe) до 300К (для AuV). При этом эффекты пропорц. концентрации примеси (т. е. не зависят от межпримесных корреляций) вплоть до концентрации примеси от $n \sim 10\%$ для атомов переходных элементов до $n \sim 1\%$ для редкоземельных.

Аномальные явления объясняются тем, что амплитуда I обменного рассеяния (см. *Амплитуда рассеяния*) электронов проводимости на примеси, приводящего к изменению проекции магн. момента примеси на направление спина электронов, эффективно растёт с понижением темп-ры T или магн. поля H. В результате роста эфф. взаимодействия электроны проводимости создают повыш. спиновую плотность вокруг атома примеси и полностью компенсируют её магн. момент. Вследствие этого при понижении темп-ры атом примеси теряет магн. момент и примесный вклад в электросопротивление возрастает. Компенсация магн. момента проявляется в экспериментах, напр. при понижении темп-ры ниже T_K магн. восприимчивость перестаёт расти и остаётся конечной при $T \to 0$К.

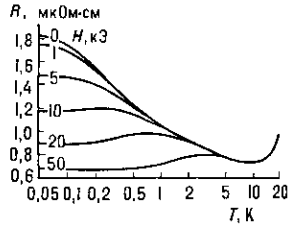


Рис. 2. Зависимость электросопротивления сплава $(LaCl)Al_2$ от температуры при различных величинах поля H (отрицательное магнитосопротивление).

Первый шаг к теоретич. описанию этого явления был сделан Дж. Кондо (J. Кондо, 1964), к-рый в рамках простейшей модели рассмотрел вклад обменного взаимодействия электронов проводимости с примесными атомами в первом неборновском приближении. Оказалось, что эфф. взаимодействие логарифмически растёт при понижении T. В 1965 А. А. Абрикосов и Д. Сул (D. Soule) для $T \gg T_K$ установили соотношение [1, 2, 3]:

$$n\rho I(T) \approx 1/\ln(T/T_K). \qquad (1)$$

Здесь темп-ра Кондо $T_K \approx \mathcal{E}_F \exp(-1/IRn)$, где $\mathcal{E}_F$ — энергия Ферми, ρ — плотность состояний при $\mathcal{E} = \mathcal{E}_F$, I — амплитуда обменного рассеяния зонного электрона на примесном атоме, R — электросопротивление, n — концентрация электронов. Тем самым были объяснены логарифмич. рост электросопротивления R сплавов при уменьшении T:

$$R \propto CI^2(T) \qquad (2)$$

(C — концентрация примеси), и прекращение роста магн. восприимчивости χ вблизи T_K:

$$\chi(T) = \frac{1}{4T}(g\mu_B)^2\left(1 - \frac{1}{\ln(T/T_K)}\right). \qquad (3)$$

Здесь μ_B — магнетон Бора, g — гиромагн. отношение для иона. Соотношения (1—3) справедливы при $T \gg T_K$, когда обменное взаимодействие невелико $\{I(T) \ll 1\}$.

В области $T \leqslant T_K$ обменное взаимодействие уже не мало и методы теории возмущения не позволяют описать поведение магн. примеси. Проблема теоретич. описания низкотемпературных свойств магн. примеси в немагн. металле получила назв. п р о б л е м ы К о н д о. В дальнейшем применение идей и методов *ренормализационной группы* [Ф. У. Андерсон (Ph. W. Anderson), К. Г. Уилсон (K. G. Wilson) и др.], а также феноменологич. теории *ферми-жидкостей* (П. Нозьер, P. J. Nozières, 1974) позволило выяснить, что обнаруженный в рамках теории возмущения рост эфф. обменного взаимодействия при понижении темпры продолжается и при $T < T_K$ и приводит к сильной связи примесного иона с электронами проводимости при $T = 0$ К [1]. Это означает полную компенсацию магн. момента примесного иона электронами проводимости и тем самым образование максимума плотности состояний ρ на поверхности Ферми. В результате этого осн. состояние атома примеси оказывается синглетным (её магн. момент при $T = 0$ К исчезает при $H \to 0$, магн. восприимчивость χ остаётся конечной при $T = 0$ К, а все физ. величины при $T \ll T_K$ становятся регулярными

ф-циями T, H и др. с масштабом энергии kT_K). Напр., магн. восприимчивость

$$\chi(T) \approx \frac{(g\mu_B)^2}{2\pi T_K}. \quad (4)$$

Теплоёмкость

$$C \approx \frac{\pi}{3}\frac{kT}{T_K}. \quad (5)$$

Электросопротивление R определяется соотношением

$$\frac{R-R_0}{R_0} \approx \frac{\pi^2 (kT)^2}{T_K}. \quad (6)$$

Здесь $R_0 = 3/\pi(\rho v_F)^2$, v_F — скорость электрона на поверхности Ферми. Подобное поведение известно в теории ферми-жидкости. Более того, между значениями χ и C при $T \to 0$К имеют место соотношения с коэф., характерными для теории ферми-жидкости.

Полное решение проблемы Кондо и др. моделей, описывающих динамику образования локализованного магн. момента в металле (учитывающих электронную структуру атома примеси, эффекты *внутрикристаллического поля* и пр.), было получено в 1980 методами теории квантовых интегрируемых систем [4—5]. Мн. традиц. модели, описывающие электронные свойства сплавов немагн. металлов с магн. атомами, оказались «интегрируемыми» и были решены точно. В рамках этого решения были вычислены термодинамич. ф-ции сплавов при произвольных T и H и полностью описано образование максимума плотности состояний на поверхности Ферми. Тем самым удалось проследить за плавным переходом примеси из магн. состояния в немагнитное при понижении T. Явление роста интенсивности взаимодействия при понижении энергии имеет место во многих важных проблемах физики конденсированных сред и физики частиц высоких энергий и является одной из важных проблем *квантовой теории поля*.

Лит.: 1) Абрикосов А. А., Основы теории металлов, М., 1987; 2) Suhl H., Dispersion theory of the Kondo effect, «Phys. Rev. A», 1965, v. 138, p. 515; 3) Gruner G., Zawadowski A., Magnetic impurities in non-magnetic metals, «Repts Progr. Phys.», 1974, v. 37, p. 1497; 4) Tsvelick A. M., Wiegmann P. B., Exact results in the theory of magnetic alloys, «Adv. Phys.», 1983, v. 32, p. 453; 5) Andrei N., Furuya K., Lowenstein J. H., Solution of the Kondo problem, «Revs Mod. Phys.», 1983, v. 55, p. 331.

П. Б. Вигман.

КО́НДО-РЕШЁТКИ — регулярные решётки, образуемые ионами, металлич. соединениями или сплавами немагн. металлов с парамагн. ионами, в к-рых антиферромагн. *обменное взаимодействие* электронов проводимости с магн. ионами вызывает ряд характерных аномалий кинетич., термич. и магн. свойств (см. *Кондо эффект*, *Антиферромагнетизм*). Все эти аномалии можно описать с помощью теории, в рамках к-рой считается, что «переброс» магн. иона (в частности, иона с недостроенной f-оболочкой) между состояниями с разл. проекцией локализованного спина (локальные кондовские флуктуации) приводит к увеличению эфф. массы фермиевских электронов m^*. При низких темп-рах ($T < T_K$, T_K — темп-ра Кондо) фермиевские электроны регулярно «заскакивают» на f-оболочку (рис. 1), что проявляется в увеличении их эфф. массы (f-электроны имеют большую эфф. массу). Это, в свою очередь, приводит к образованию в окрестности уровня Ферми $\mathcal{E}_F$ пика плотности состояний $g(\mathcal{E})$ (резонанс Абрикосова — Сула). Ширина резонанса определяется темп-рой Кондо T_K, а его амплитуда g_K обратно пропорц. T_K (рис. 2).

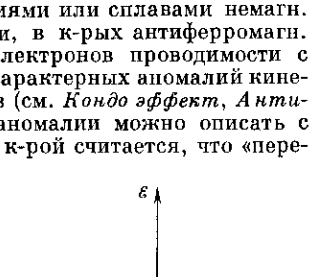


Рис. 1. Переворот спина магнитной примеси (f-иона) с участием фермиевских электронов. Внутренней оболочке парамагнитного иона соответствует узкий энергетический уровень, попадающий в зону проводимости немагнитного металла; $\mathcal{E}_f$ — энергия f-электронов, $\mathcal{E}_F$ — энергия Ферми (k — квазиимпульс); $g(\mathcal{E})$ — плотность состояний.

Для одного парамагн. иона (кондо-примеси) амплитуда g резонанса пренебрежимо мала по сравнению с плотностью состояний $g_0(\mathcal{E})$ в нормальных металлах. Однако в системах, содержащих магн. ионы в каждой элементарной ячейке, она может возрасти в N_A раз (на 1 моль, N_A — *Авогадро постоянная*). Для реализации соотношения $g_R(\mathcal{E}_F) \gg g_0(\mathcal{E}_F)$ необходимо подавить прямое и косвенное обменные взаимодействия локализованных спинов (j) электронов друг с другом, т. к. оно приводит к магн. фазовому переходу и замораживанию спинов в состояниях с той или иной фиксированной проекцией, что делает невозможным локальные кондовские флуктуации спина (рис. 1). Прямое обменное взаимодействие спинов можно сделать достаточно слабым, если в качестве магн. атомов взять атомы с недостроенной $4f$-оболочкой (*лантаноиды*) или $5f$-оболочкой (*актиноиды*), у к-рых радиус f-оболочки $\sim$0,3—0,5 Å, что всегда меньше расстояния между соседними f-ионами (3—5 Å).

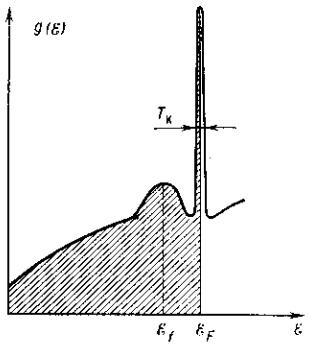


Рис. 2. Плотность электронных состояний $g(\mathcal{E})$ в немагнитных кондо-решётках; $\mathcal{E}_F$ — энергия Ферми; $\mathcal{E}_f$ — энергия f-электронов, T_K — температура Кондо.

По сравнению с T_K темп-ра, соответствующая энергии *косвенного обменного взаимодействия* спинов через электроны проводимости $T_{\text{РККИ}}$ (взаимодействие Рудермана — Киттеля — Касуи — Иосиды), является более медленной ф-цией параметра обменного взаимодействия $|I|$:

$$T_K \sim W \exp[-1/g|I|\nu], \quad (1)$$

$$T_{\text{РККИ}} \sim I^2/W. \quad (2)$$

Здесь W — ширина зоны проводимости, $\nu = 2j+1$ — кратность вырождения f-уровня. В случае достаточно больших $|I|$ экспоненциальная зависимость «обгоняет» степенную и выполняется условие $T_K \gg T_{\text{РККИ}}$, при к-ром локальные кондовские флуктуации спина становятся столь эффективными, что фазовый переход в состояние с замороженными спинами не реализуется вплоть до самых низких темп-р. В такой ситуации возможно создание К.-р., в к-рых число магн. центров N_i в 1 моле достаточно велико ($N_i \to N_A$), чтобы обеспечить условие $g_R \gg g_0$, и в то же время взаимодействие магн. ионов подавлено.

Параметр $|I|$, определяющий соотношение между T_K и $T_{\text{РККИ}}$, зависит от степени V гибридизации s-, d- и f-состояний (см. *Гибридизация атомных орбиталей*) и от положения $\mathcal{E}_f$ относительно $\mathcal{E}_F$:

$$|I| \sim V^2/|\mathcal{E}_F - \mathcal{E}_f|. \quad (3)$$

Все известные К.-р. содержат в качестве магн. центров f-ионы Ce, Sm, Eu, Tm, Yb, U, Np, у к-рых энергия f-электронов аномально близка к $\mathcal{E}_F$. Малость знаменателя и достаточно большое значение числителя в (3) и обеспечивают достаточно большое $|I|$ для выполнения условия $T_K > T_{\text{РККИ}}$. Т. о., увеличение $|I|$ приводит к существенному изменению свойств системы локализованных спинов, находящихся в «море» электронов проводимости в металлах. В обычных магн. металлах параметр $|I|$ мал, $T_{\text{РККИ}} \gg T_K$ и замораживание спинов при $T \leqslant T_{\text{РККИ}}$ делает невозможными кондовские флуктуации спина, поэтому резонанс $g(\mathcal{E})$ в окрестности $\mathcal{E}_F$ не образуется.

На практике реализуются К.-р. двух типов. В К.-р. с промежуточным значением $|I|$ и $T_{РККИ} \geqslant T_K$ (CeB_6, $CeAl_2$, $CeIn_3$ и др.) видны кондовские аномалии сопротивления, термоэдс, теплоёмкости, магн. восприимчивости, однако в области достаточно низких темп-р тенденция к переходу в состояние с замороженными спинами оказывается доминирующей. В результате осн. состояние системы локализованных спинов является магнитным, но на характер магн. структуры кондовские флуктуации спина оказывают заметное влияние (м а г н. К. - р.).

В К.-р. с $T_K \geqslant T_{РККИ}$ ($CeAl_3$, $CeCuSi_2$, $CeCu_6$, UBe_{13} и др.) доминируют локальные кондовские флуктуации, причём каждый f-ион вносит независимый вклад в усиление амплитуды $g_R(\mathcal{E}_F)$ резонанса Абрикосова — Сула (н е м а г н. К.-р.). При этом все параметры, связанные со значением g_R, отличаются на 2—3 порядка от соответствующих параметров у нормальных металлов: немагн. К.-р. обладают гигантским электронным коэф. теплоёмкости (γ пропорц. g_R), усиленным *Паули парамагнетизмом* (*магнитная восприимчивость* χ пропорц. g_R), аномалиями электропроводимости, *термоэдс*, коэф. Холла и т. д. (табл.). Темп-ра Кондо в немагн. К.-р. $T_K \sim 2$—10 К, что на 3 порядка меньше темп-ры вырождения электронного газа в нормальных металлах. Чрезвычайно узкому резонансу в немагн. К.-р. отвечают квазичастицы с эфф. массой $m^* \sim (10^2—10^3)m_0$ (m_0 — масса свободного электрона), наз. *тяжёлыми фермионами*. В связи с этим немагн. К.-р. наз. также системами с тяжёлыми фермионами.

Низкотемпературные свойства немагнитных кондо-решёток по сравнению с нормальным металлом (Cu)

	γ, мДж/моль·К	χ, СГС/моль	$\frac{m^*}{m_0}$	Скорость фермиевских электронов v_F, см/с
$CeCu_2Si_2$	1050	$0,65 \cdot 10^{-2}$	200	$\sim 10^8$—10^6
$CeAl_3$	1650	$3,6 \cdot 10^{-2}$	500	$\sim 10^8$—10^6
Cu	0,695	10^{-5}—10^{-6}	0,1—1,0	$0,6 \cdot 10^8$

Положение резонанса относительно $\mathcal{E}_F$ зависит от кратности ν вырождения f-уровня, т. к. при $T=0$К резонанс заполнен на $1/\nu$ часть. В реальных К.-р. эфф. кратность вырождения определяется соотношением между величиной расщепления f-уровня во *внутрикристаллическом поле* Δ и T_K. Если наинизшее, отщепленное кристаллич. полем состояние является дублетом ($j=1/2$, $\nu=2$) и $\Delta > kT_K$, то $1/\nu=1/2$ и при темп-рах $T \leqslant T_K$ резонанс образуется точно на уровне Ферми (рис. 2). Если $\Delta < kT_K$, в формировании резонанса участвуют все $(2\nu+1)$ проекций спина, причём т. к. в реальных К.-р. $\nu > 2$ (напр., в цериевых К.-р. $\nu=6$), то резонанс несколько смещён относительно $\mathcal{E}_F$ (рис. 3).

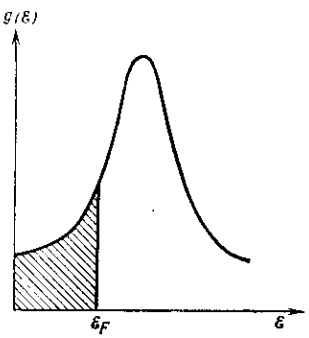


Рис. 3. Плотность электронных состояний в немагн. К.-р. с кратностью вырождения $\nu > 2$.

Амплитуда резонанса Абрикосова — Сула в интервале $T=(0,1—10)\ T_K$ не зависит от T, при этом в силу условия $T_K \gg T_{РККИ}$ её величина представляет собой сумму независимых вкладов всех кондо-примесей. При $T \leqslant 0,1\ T_K$ необходим учёт когерентности кондовских флуктуаций спина, приводящей к появлению на резонансе псевдощели на уровне Ферми.

В 1979 Ф. Штеглихом (F. Steglich) в $CeCu_2Si_2$ была открыта «сверхпроводимость тяжёлых фермионов». В дальнейшем она обнаружена у UBe_{13}, UPt_3, URu_2Si_2. Сверхпроводники с тяжёлыми фермионами обладают необычными свойствами как в нормальном состоянии, так и в сверхпроводящей фазе. В частности, при малых значениях темп-р сверхпроводящего перехода $T_c \sim 0,5$—$0,9$ К они имеют очень высокие критич. магн. поля, высокую чувствительность к примесям. Аномальные свойства сверхпроводников с тяжёлыми фермионами указывают на необычный характер *сверхпроводимости*, отличный от традиц. механизма БКШ. В частности, обсуждается возможность возникновения сверхпроводимости электронных пар с ненулевым орбитальным моментом, аналогичной *сверхтекучести* фазы A в ^{3}He.

Лит.: А б р и к о с о в А. А., Магнитные примеси в немагнитных металлах, «УФН», 1969, т. 97, с. 403; У а й т Р., Квантовая теория магнетизма, пер. с англ., 2 изд., М., 1985; S t e g l i c h F. и др., Superconductivity in the presence of strong Pauli paramagnetism: $CeCu_2Si_2$, «Phys. Rev. Lett.», 1979, v. 43, p. 1892; T s v e l i c k A. M., W i e g m a n n P. B., Exact results in the theory of magnetic alloys, «Adv. Phys.», 1983, v. 32, p. 453; B r a n d t N. B., M o s h c h a l k o v V. V., Concentrated Kondo systems, «Adv. Phys.», 1984, v. 33, p. 373; М о щ а л к о в В. В., Б р а н д т Н. Б., Немагнитные кондо-решетки, «УФН», 1986, т. 149, в. 4, с. 585.

В. В. Мощалков.

КОНИ́ЧЕСКАЯ РЕФРА́КЦИЯ — особый вид преломления света в двуосных кристаллах, наблюдаемый в тех случаях, когда направление светового луча совпадает с к.-л. оптич. осью кристалла (бинормалью или биралиалью; см. *Кристаллооптика*). К. р. теоретически была предсказана в 1832 У. Р. Гамильтоном (W. R. Hamilton), применившим *Гюйгенса — Френеля принцип* при рассмотрении распространения света в двуосном кристалле в указанном направлении. Экспериментально К. р. была обнаружена Х. Ллойдом (H. Lloyd) в 1833.

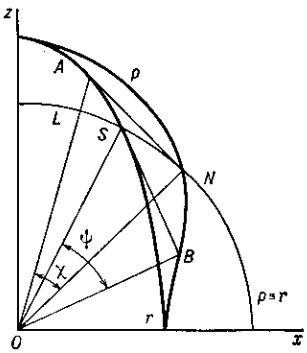


Рис. 1.

На рис. 1 изображены сечения лучевой и волновой поверхностей двуосного кристалла плоскостью xoz. Поверхность нормалей пересекается xoz по окружности ($p=r$) и овалу (p), N — двойная точка поверхности нормалей, ON — оптическая ось волновых нормалей. Лучевая поверхность пересекается плоскостью xoz по той же окружности ($r=p$) и эллипсу (r), S — двойная точка лучевой поверхности, OS — лучевая оптическая ось.

Одному волновому вектору, направленному вдоль ON, соответствует множество лучевых векторов (таких, как OA на рис.), проведённых в точку касания лучевой поверхности с плоскостью, перпендикулярной ON (её след на xoz есть AN). Эти лучевые векторы образуют полый конус с круговым основанием (т. н. конус в н у т р е н н е й р е ф р а к ц и и) с углом раствора χ, определяемым соотношением $\operatorname{tg}\chi = \sqrt{(\varepsilon_x-\varepsilon_y)(\varepsilon_y-\varepsilon_z)/\varepsilon_x\varepsilon_z}$. Аналогично одному вектору, направленному вдоль лучевой оптич. оси OS, соответствует множество волновых векторов (типа OB), проведённых в точку пересечения волновой поверхности с плоскостью, касательной к лучевой поверхности в точке S. Эти волновые векторы образуют полый конус с круговым основанием (конус в н е ш н е й р е ф р а к ц и и) с углом раствора ψ, определяемым соотношением $\operatorname{tg}\psi = \operatorname{tg}\chi\sqrt{\varepsilon_x\varepsilon_z}/\varepsilon_y$.

Внутр. К. р. можно наблюдать, если на пластинку, вырезанную из двуосного кристалла перпендикулярно

бинормали, послать в направлении нормали неполяризованный параллельный пучок лучей, пропущенный через узкое отверстие в экране. Пучок будет расходиться в кристалле полым конусом с непрерывно меняющейся линейной поляризацией. На выходе из верх. грани в воздухе образуется световой полый цилиндр, дающий на экране светлое кольцо. Направления поляризации на рис. 2(*а*) помечены точками и чёрточками на лучах и чёрточками на экране.

Для наблюдения внеш. К. р. пластинку из двуосного кристалла, вырезанную перпендикулярно лучевой оптич. оси (бирадиали), освещают сходящимся пучком лучей (рис. 2, *б*). Др. поверхность пластинки закрывают диафрагмой с отверстием O_2 точно напротив фокуса O_1 падающего пучка. В кристалле вдоль бирадиали распространяются лучи, нормали к-рых расположены по образующим конуса. На выходе из пластинки образуется полый световой конус (с вершиной в O_2) плоскополяризованных лучей, дающий на экране светлое кольцо.

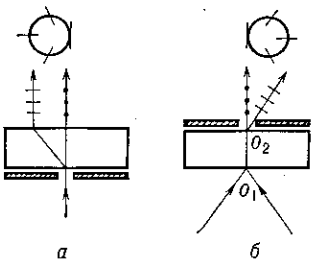


Рис. 2.

К. р. испытывают только те лучи, направления к-рых строго совпадают с бинормалью или бирадиалью. Используемые в реальном эксперименте пучки имеют конечную угл. апертуру, поэтому многочисл. лучи, не совпадающие точно с бинормалью и бирадиалью, испытывают обычное *двойное лучепреломление*, отклоняясь от конуса рефракции внутрь или наружу. Эти лучи дают на экране два ярких кольца, разделённых слабо освещённым кольцом К. р.

Лит. см. при ст. *Кристаллооптика*. *Б. Н. Гречушников.*

КОНИ́ЧЕСКОЕ ТЕЧЕ́НИЕ — класс автомодельных сверхзвуковых установившихся движений идеального газа (см. *Автомодельное течение*), отличающихся тем, что все параметры газа, характеризующие течение (скорость, плотность, давление и т. д.), сохраняются постоянными на лучах (прямых линиях), проходящих через одну точку в пространстве, и могут изменяться лишь при переходе от одного луча к другому. Простейшее К. т. возникает при обтекании прямого кругового конуса равномерным сверхзвуковым потоком, причём ось конуса либо параллельна направлению потока (осесимметричное К. т.), либо составляет с ним нек-рый угол (пространственное К. т. или обтекание конуса под углом атаки). При осесимметричном обтекании конуса равномерный сверхзвуковой поток тормозится сначала в конич. *ударной волне*, присоединённой к вершине конуса, а затем в конич. волне сжатия, примыкающей к ударной волне, осуществляется дальнейшее изоэнтропийное торможение и дополнит. поворот потока до направления, соответствующего направлению поверхности обтекаемого конуса (рис. 1 к ст. *Автомодельное течение*).

К. т. встречается при обтекании мн. тел, используемых в авиации, артиллерии, ракетной технике, напр. остроконечных артиллерийских снарядов, носовых частей фюзеляжей сверхзвуковых самолётов, центр. тел воздухозаборников воздушно-реактивных двигателей. Области К. т. образуются и при обтекании нек-рых др. тел, напр. треугольной пластинки под углом атаки, клиновидного тела конечного размаха, конич. поверхностей некруглого, в т. ч. «звездообразного», поперечного сечения.

При матем. описании К. т. ур-ния газовой динамики, являющиеся в общем случае дифференц. ур-ниями в частных производных, сводятся к системе обыкновенных дифференц. ур-ний с соответствующими граничными условиями на обтекаемой конич. поверхности и на присоединённой к вершине конуса конич. ударной волне. Автомодельные решения системы дифференц. ур-ний двумерных безвихревых изоэнтропийных течений в декартовой прямоугольной системе координат x, y относительно составляющих скорости $u(x, y)$ и $v(x, y)$ имеют вид $u=u(\lambda)$, $v=v(\lambda)$, где $\lambda=x/y$ — автомодельная переменная.

К конич. автомодельным течениям относятся также автомодельные конич. волны разрежения и сжатия. В конич. волне разрежения пост. сверхзвуковой поток, текущий со скоростью u_1, непрерывно расширяясь, достигает макс. скорости $u_{макс}$ при истечении в вакуум

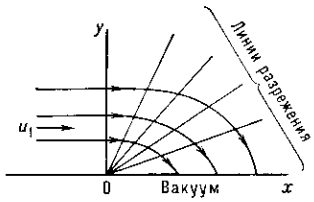


Рис. 1. Автомодельная коническая волна разрежения. Вакуум достигается вдоль полуоси Ox ($x>0$, $y=0$), где $u=u_{макс}$.

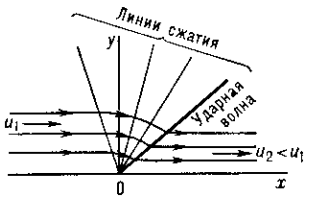


Рис. 2. Автомодельная коническая волна сжатия.

вдоль оси симметрии (рис. 1). Автомодельная конич. волна сжатия состоит из непрерывной волны сжатия и конич. ударной волны, посредством к-рых равномерный сверхзвуковой поток, текущий со скоростью u_1, тормозится и преобразуется в равномерный, параллельный оси симметрии поток с меньшей скоростью u_2 (рис. 2). Такое К. т. используется при построении контуров сверхзвуковых воздухозаборников воздушно-реактивных двигателей, рассчитанных на полёт с гиперзвуковыми скоростями.

Лит.: Франкль Ф. И., Избранные труды по газовой динамике, М., 1973; Овсянников Л. В., Лекции по основам газовой динамики, М., 1981. *С. Л. Вишневецкий.*

КОНОСКОПИ́ЧЕСКИЕ ФИГУ́РЫ (от греч. kônos — конус и skopéō — смотрю) — интерференционные картины в сходящемся поляризованном свете, образованные лучами, прошедшими через кристаллич. пластинку при скрещенных или параллельных поляризаторе и анализаторе, и наблюдаемые в фокальной плоскости объектива микроскопа. (Интерференционные картины, наблюдаемые при скрещенных и параллельных поляризаторах, являются дополнительными друг к другу.) Каждому направлению падающего света в кристалле соответствуют две преломлённые световые волны с разл. углами преломления ψ' и ψ'', распространяющиеся в кристалле с разл. скоростями. Направления световых колебаний этих волн взаимно ортогональны. После прохождения через кристалл волны приобретут нек-рую разность фаз δ за счёт разности показателей преломления n_o и n_e, а также за счёт разного геом. пути. Анализатор выделяет световые колебания по одному направлению и тем самым обеспечивает условие интерференции, а поляризатор делает картину интерференции стационарной во времени (см. *Интерференция поляризованных лучей*). Т. о., в фокальной плоскости будет локализована нек-рая интерференционная картина, интенсивность каждой точки к-рой зависит от разности фаз δ и угла φ между направлением пропускания поляризатора и направлением колебаний, пропускаемых пластинкой. Кривые, вдоль к-рых δ постоянно, наз. изохромами. Они зависят от направления волновых нормалей и толщины пластинки d и наз. так потому, что при работе с белым светом представляют собой одинаково окрашенные линии. Кривые, вдоль к-рых φ постоянно, наз. изогирами; они представляют собой тёмные полосы, соответствующие направлениям колебаний в поляризаторе. Изогиры зависят от ориентации оптич. осей в пластинке и не зависят от её толщины и длины волны λ (если отсутствует

дисперсия осей, см. *Кристаллооптика*). Для одноосных кристаллов разность фаз δ определяется по ф-ле $\delta=(2\pi d/\lambda\cos\psi)(n_e-n_o)\sin^2\theta$, где ψ — ср. угол преломления, n_o и n_e — обыкновенный и необыкновенный показатели преломления, θ — ср. угол между направлением преломлённых волн и оптич. осью кристалла. Для одноосных кристаллов изохромы имеют вид эллипсов и гипербол (в зависимости от ориентировки кристаллич. пластинки). В случае, когда срез пластинки перпендикулярен оптич. оси кристалла, изохромы будут концентрич. окружностями с центром в выходе оптич. оси, а изогиры имеют вид тёмного креста с тем же центром (рис. 1, *а*).

Для двуосных кристаллов разность фаз определяется выражением $\delta=(2\pi\rho/\lambda)(n_z-n_x)\sin\varphi_1\sin\varphi_2$, где ρ — путь в кристалле, n_z, n_x — наиб. и наим. показатели преломления, φ_1, φ_2 — углы между направлением нормали и оптич. осями. В случае, когда нормаль к пластинке совпадает с острой биссектрисой угла оптич. осей (а срез перпендикулярен ей), изохромами служат разл. вида овалы Кассини, пересекаемые чёрным крестом с неодинаковыми балками (рис. 2, *а*). Если ещё и выходы осей лежат на биссектрисах углов между направлениями поляризатора и анализатора (диагональное положение), изогирами служат две ветви гиперболы с вершиной в точках выхода оптич. осей (рис. 2, *б*).

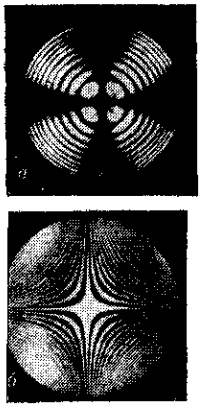


Рис. 1. Коноскопическая (интерференционная) фигура, наблюдаемая в сходящихся лучах для одноосного кристалла при скрещенных поляризаторе и анализаторе и срезе, перпендикулярном (*а*) и параллельном (*б*) оптической оси.

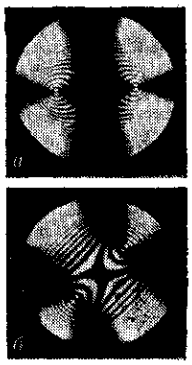


Рис. 2. Интерференционная фигура для двуосного кристалла в срезе, перпендикулярном острой биссектрисе угла оптических осей: *а* — в положении погасания; *б* — в диагональном положении.

К. ф. позволяют определить осность и ориентацию кристалла, его знак, угол между оптич. осями $2v$. Для определения $2v$ пользуются ф-лой Маллара: $\sin v=kD/n$, где D — расстояние между вершинами гипербол, k — нормировочный коэф., n — ср. показатель преломления.

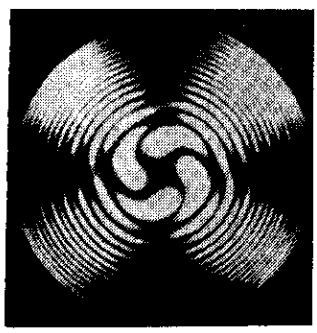


Рис. 3. Интерференционная фигура для двух пластинок кварца (правого и левого) в срезе, перпендикулярном оптической оси.

В оптически активных кристаллах выходы оптич. осей оказываются просветлёнными.

Характерные К. ф. (спирали Эйри) получаются, если на кварцевую пластинку (оптически активный кристалл) из правого кварца, вырезанную перпендикулярно оптич. оси, положить такую же пластинку из левого кварца (рис. 3). В этом случае разности хода вблизи выхода оптич. оси обусловлены циркулярным двойным лучепреломлением и для наблюдения картин используют значительно более толстые пластинки.

К. ф. в поглощающих кристаллах обладают особенностями, напр. в двуосных поглощающих кристаллах изогира не проходит через оптич. ось.

Коноскопия применяется также при создании нек-рых кристаллооптич. устройств для обнаружения частичной поляризации (*полярископ* Савара), для определения направления поляризации (полярископ Уотермана).

Лит. см. при ст. *Кристаллооптика*. *Б. Н. Гречушников.*

КОНСЕРВАТИ́ВНАЯ СИСТЕ́МА в физике — механич. система, при движении к-рой сумма её кинетич. T и потенц. Π энергий остаётся величиной постоянной, т. е. имеет место закон сохранения механич. энергии: $T+\Pi=\text{const}$. К. с.— любая механич. система, движущаяся в стационарном (не изменяющемся со временем) потенц. *силовом поле* при условии, что система свободна или наложенные на неё связи являются идеальными и не изменяющимися с течением времени. Примером К. с. может служить Солнечная система. В земных условиях, благодаря неизбежному наличию сопротивлений движению, К. с. осуществляются лишь грубо приближённо. Напр., можно приближённо рассматривать как К. с. колеблющийся маятник, если пренебречь трением в оси подвеса и сопротивлением воздуха.

Движение К. с., имеющей одну степень свободы, полностью определяется интегралом энергии $T+\Pi=\text{const}$. Движение К. с. с большим числом степеней свободы может быть изучено с помощью *Лагранжа уравнений*, для к-рых в этом случае *Лагранжа функция* $L=T-\Pi$ и, следовательно, легко вычисляется.

К. с. не следует смешивать с замкнутой системой, для к-рой имеет место закон сохранения кол-ва движения, т. е. замкнутая система может вообще не быть К. с., если внутр. силы не являются потенциальными. В свою очередь, К. с. может не быть замкнутой, т. е. её движение может происходить в потенц. силовом поле, образованном телами, не входящими в К. с., как, напр., колебания маятника в поле тяготения Земли.

С. М. Тарг.

КОНСТА́НТА ВЗАИМОДЕ́ЙСТВИЯ (константа связи) (от лат. constans — постоянный) в квантовой теории поля (КТП) — параметр, определяющий силу (интенсивность) взаимодействия частиц или полей. В общем виде К. в. задаётся как значение *вершинной части* (вершины) при определ. значениях её независимых импульсных аргументов. Выбор этих аргументов обычно является вопросом соглашения и, в конечном счёте, обусловлен удобством измерения соответствующих К. в. и их использования при описании физ. процессов. Изменение К. в. при переходе к др. аргументам определяется ур-ниями *ренормализационной группы*, отражающими требования неизменности измеряемых физ. величин при таком переходе.

Так, напр., К. в. f_V в распаде $V\to e^++e^-$, где V — векторный мезон типа ρ, ω, φ, ψ, определяется из вершины $\gamma\to V$ (γ — фотон) в точке, в к-рой квадрат 4-импульса фотона равен квадрату массы V-мезона, т. е. фотон является виртуальным, а векторный мезон находится на массовой поверхности: $p_V^2=m_V^2$ (p_V, m_V — 4-импульс и масса V-мезона; принята система единиц $\hbar=c=1$). Причина такого определения, во-первых, в том, что указанная вершина может быть непосредственно измерена, поскольку ряд физ. процессов выражается через амплитуду перехода $\gamma\to V$ в этой точке, а во-вторых, в том, что понятие «виртуальный адрон» не имеет для составной частицы ясного смысла (за исключением случаев, когда т. н. виртуальность, определяемая величиной p^2-m^2 для частицы, мала по сравнению с характерной энергией связи). Поэтому большинство феноменологич. К. в., используемых в адронной физике, выражается через соответствующие вершинные части

с внеш. адронами, находящимися на массовой поверхности. Таковы, напр., К. в.: $g_{\pi N}(g^2_{\pi N}/4\pi\hbar c=14{,}6)$, связанная с вершиной $N \to N+\pi$; $F_\pi=98$ МэВ, связанная с вершиной $\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu$ (иногда для этой вершины используется др. обозначение: $f_\pi=F_\pi\sqrt{2}\approx$ ≈ 130 МэВ); $g_{\rho\pi}(g^2_{\rho\pi}/4\pi\hbar c=2{,}5)$, связанная с вершиной $\rho \to \pi+\pi$. К. в., определённая через вершину, к-рой соответствует реальный (кинематически разрешённый) переход, наз. константой распада. Примером констант распада являются F_π и $g_{\rho\pi}$.

Используемые в адронной физике К. в. не независимы. В рамках разл. теоретич. схем между ними возникают соотношения.. В принципе все адронные К. в. являются феноменологич. параметрами, к-рые должны выражаться через небольшое число фундам. К. в., или, что то же, фундам. зарядов, определяющих локальные взаимодействия фундам. полей.

Иногда используется понятие *затравочного заряда*, или «голого» заряда (либо затравочной К. в.). Такой заряд является параметром в неперенормированном лагранжиане, описывающем взаимодействие «голых», неперенормированных полей (см. *Перенормировки*). Затравочная К. в. может быть определена через вершинную часть в пределе больших виртуальностей и больших импульсов внеш. частиц (порядка импульса т. н. обрезания, где, по предположению, взаимодействие выключается). В перенормируемой КТП затравочные К. в., вообще говоря, не несут к.-л. дополнит. содержания по сравнению с К. в., определёнными при любом др. импульсе, а параметр обрезания не имеет спец. смысла. Однако в нек-рых моделях КТП, в частности в моделях, относящихся к физике твёрдого тела, где обрезание вводится из физ. соображений и характеризует область применимости теории, затравочная К. в. становится важной характеристикой.

Непосредств. эксперим. определение величин фундам. К. в. доступно пока только в случаях, когда имеет смысл теория возмущений по К. в., а также в решаемых моделях КТП, часто относящихся к реальным физ. задачам теории твёрдого тела или физики элементарных частиц. В таких случаях возможно явное выражение феноменологич. наблюдаемых К. в. через фундам. К. в., входящие в лагранжиан.

Обычно любой из рассматриваемых в КТП реалистич. лагранжианов описывает локальные взаимодействия полей лишь в определ. приближении. На более глубоком уровне (на достаточно малых расстояниях) эти поля являются или составными, или начинают взаимодействовать с новыми полями с большой массой, роль к-рых на больших расстояниях пренебрежимо мала. В результате лагранжиан, к-рый до этого рассматривался как фундаментальный, с точки зрения малых расстояний должен рассматриваться как эффективный (см. *Лагранжиан эффективный*). Соответственно до этого фундаментальные К. в. также становятся феноменологическими параметрами и должны быть выражены через новый набор К. в., определяющий взаимодействие «праполей» на достаточно малых расстояниях в новом фундам. лагранжиане. Такой процесс может быть, по-видимому, продолжен до тех пор, пока не будет установлен (если это вообще возможно) окончат. лагранжиан единой КТП. Возможно, промежуточным этапом на этом пути станет одна из моделей т. н. *великого объединения*: к ещё более глубокому уровню объединения взаимодействий относится *супергравитация*.

Совр. теории взаимодействий — *квантовая электродинамика* (КЭД), *квантовая хромодинамика* (КХД), *электрослабое взаимодействие* — не являются окончательными в указанном выше смысле и должны рассматриваться как низкоэнергетич. приближение в рамках фундам. единой теории. Соответственно все известные фундаментальные на данный момент К. в. с точки зрения более глубокого уровня являются феноменологич. параметрами, к-рые не могут быть заданы произвольно, а должны однозначно выражаться через К. в. единой теории. Но эти теории являются перенормируемыми, а входящие в соответствующие лагранжианы К. в. безразмерны (безразмерность К. в. всегда предполагает перенормируемость КТП, относящейся к четырёхмерному пространству-времени). Следствием этого факта является существование широкой области энергий, где проявляется слабая (логарифмич.) зависимость всех вершин от характерного энергетич. масштаба более фундам. теории на малых расстояниях. Эта область определяет широкий интервал применимости обсуждаемых КТП и допускает последоват. определение соответствующих К. в. независимо от структуры исходной теории на малых расстояниях. Все фундаментальные на данный момент К. в. в этих теориях определяются в области импульсов (на таких расстояниях), где применима теория возмущений, позволяющая просто связать обсуждаемые К. в. с наблюдаемыми амплитудами процессов.

Гравитация, основанная на эфф. лагранжиане Эйнштейна, не относится к классу перенормируемых теорий, поэтому без существ. изменения на малых расстояниях [характерным масштабом в этом случае является т. н. *планковская длина* $(\hbar G/c^3)^{1/2}=1{,}6\cdot10^{-33}$ см, где G — ньютоновская *гравитационная постоянная*] её нельзя сформулировать как последоват. модель КТП. Гравитац. постоянная G, в отличие от других К. в., может быть определена только в классич. пределе по энергии взаимодействия макроскопич. тел. Несмотря на чрезвычайную малость G (в атомных единицах $G\approx 6\cdot10^{-39}/m_p^2$, где m_p — масса протона; в системе СГС $G=0{,}7425\cdot10^{-28}$ см^3/г$\cdot$с^2), теория возмущений по К. в. G непоследовательна и с точки зрения КТП константа G имеет смысл только как феноменологич. параметр в эфф. лагранжиане гравитации.

Рассмотрим конкретные способы определения основных фундаментальных К. в. Электромагнитная К. в. e (точнее, постоянная тонкой структуры $\alpha=e^2/4\pi\hbar c$) определяется из вершины, отвечающей переходу $e^- \to e^-+\gamma$. Практически константу α измеряют в опытах, где электрон взаимодействует с классическим медленно меняющимся эл.-магн. полем, т. е. в таких опытах фотон в вершине $e^- \to e^-+\gamma$ входит при нулевых значениях энергии и импульса (при нулевом квадрате 4-импульса), а электрон находится строго на массовой поверхности (величина e в этом случае совпадает с *элементарным электрическим зарядом*). Из-за малости α её значение при любой другой доступной в настоящее время виртуальности отличается не более чем на неск. процентов. К 1983 α определена в среднем с относит. погрешностью $0{,}8\cdot10^{-6}$ и равна 1/137,03604 (11). Теоретически невозможно определение α при виртуальностях $\sim m_e^2\exp(137)$ (m_e — масса электрона) из-за трудностей с обращением в бесконечность в этой точке *эффективного заряда* (см. *Нуль-заряд*). Но гораздо раньше КЭД теряет смысл как самостоятельная КТП и входит (при импульсах $\sim10^2$ ГэВ/c) в электрослабое взаимодействие, а затем, как предполагается, при импульсах $\sim(10^{14}-10^{16})$ ГэВ/c — в одну из моделей великого объединения.

Напротив, хромодинамич. К. в. α_s не может быть определена при малых импульсах из-за роста эфф. *цветового заряда* на больших расстояниях. Она определяется из вершины $q \to q+g$, где *кварк* q и *глюон* g имеют виртуальности ~1 (ГэВ/c)^2. В отличие от α, константа α_s заметно зависит от выбора точки определения, т. е. от виртуальности. При виртуальностях ~1 (ГэВ/c)^2 $\alpha_s\approx0{,}3$. Наиб. точно α_s находят с помощью *правил сумм* КХД при обработке опытов по аннигиляции пары e^+e^- в адроны, в опытах по рождению адронных струй и в распадах ψ-мезона.

Вместо безразмерной К. в. α_s в КХД часто используется размерный параметр Λ, входящий в выражение

для *инвариантного заряда* и определяющий масштаб импульсов существенного его изменения.

Фермиевская константа слабого взаимодействия определяется из четырёхточечной вершины $\mu^+ \to e^+ + \nu_e + \tilde{\nu}_\mu$ и равна $G_F = 1{,}16632(4) \cdot 10^{-5}$ ГэВ^2. При импульсах порядка M_W/c, где M_W — масса *промежуточного векторного бозона*, вершина $\mu \to e\nu\tilde{\nu}$ существенно зависит от импульсов и должна быть выражена через M_W и константы электрослабого взаимодействия. Две безразмерные К. в. в теории электрослабого взаимодействия определяются через вершины с участием *заряженных токов* и *нейтральных токов* и слабо зависят от импульсов. В простейшей схеме взаимодействия (с одним мультиплетом *Хиггса бозонов*) они выражаются через К. в. α и *Вайнберга угол* θ_W. При этом $G_F = \pi\alpha/\sqrt{2}M_W^2 \sin^2\theta_W$, где $\sin^2\theta_W = 0{,}228(10)$.

М. В. Терентьев.

КОНСТРУКТИ́ВНАЯ КВА́НТОВАЯ ТЕО́РИЯ ПО́ЛЯ (ККТП) — направление квантовой теории поля (КТП), осн. задача к-рого состоит в строгом матем. обосновании результатов, получаемых в КТП. В отличие от *аксиоматической квантовой теории поля* (АКТП), ККТП призвана ответить на вопрос, существуют ли в матем. смысле нетривиальные квантованные поля для обычно рассматриваемых взаимодействий и удовлетворяют ли они осн. аксиомам КТП и АКТП. В задачу ККТП входит реальное построение таких полей, изучение матем. свойств и разл. квантовополевых объектов, связанных с этими полями, и выяснение физ. содержания рассматриваемой конкретной модели КТП.

ККТП как самостоятельный раздел КТП возникла в нач. 60-х гг. и связана с именем А. С. Уайтмена (A. S. Wightman), к-рый сформулировал её осн. задачу. Вторым этапом развития ККТП можно считать 2-ю пол. 60-х — нач. 70-х гг. [Дж. Глимм (J. Glimm), А. Джаффе (A. Jaffe) и др.], когда было доказано существование квантованных полей в простейших суперперенормируемых взаимодействиях (см. *Перенормировки*) в пространстве размерности $d=2$. Третий этап начался в 70-х гг. и связан с применением методов евклидовой теории поля (см. *Евклидова квантовая теория поля*). Осн. теоремы евклидовой КТП были доказаны К. Остервальдером (K. Osterwalder) и Р. Шрадером (R. Schrader). В нач. 80-х гг. направление ККТП испытывает кризис, поскольку методы, развитые в пространстве $d=2$, с большим трудом переносятся в пространство $d=3$ и не ясно, что можно сделать в четырёхмерном пространстве-времени ($d=4$).

На первом этапе осн. объектом изучения ККТП являлся бесконечный набор *Уайтмена функций* $\{W_n(x_1, \ldots, x_n)\}$, где $x_1, \ldots, x_n$ ($n=1, 2, 3, \ldots$) — точки пространства-времени t_i, x_i (используется система единиц, в к-рой $\hbar = c = 1$). Задание этих ф-ций эквивалентно знанию квантованных полей в смысле АКТП (т. н. теорема реконструкции Уайтмена). Ф-ции Уайтмена, вообще говоря, можно было бы вычислить как *вакуумные средние* от произведения полей. Напр., в простейшем случае однокомпонентного скалярного поля $\varphi(x)$

$$W_n(x_1, \ldots, x_n) = \langle 0 \,|\, \varphi(x_1) \ldots \varphi(x_n) \,|\, 0 \rangle, \qquad (1)$$

где гейзенбергово поле $\varphi(x)$ (см. *Гейзенберга представление*) определяется соотношением

$$\varphi(x) = \varphi(t, \boldsymbol{x}) = \exp\{iHt\}\, \varphi(\boldsymbol{x}) \exp\{-iHt\}. \qquad (2)$$

Здесь $\varphi(\boldsymbol{x})$ «нач.» поле, т. е. значение поля $\varphi(t, \boldsymbol{x})$ в точке пространства $\boldsymbol{x}$ в момент времени $t=0$, а

$$H = H[\varphi] = H_0[\varphi] + gH_I[\varphi] - \qquad (3)$$

гамильтониан системы, представленный в виде суммы гамильтониана H_0, описывающего невзаимодействующую систему, и гамильтониана взаимодействия gH_I, где g — константа связи (квадратные скобки означают функциональную зависимость от поля $\varphi(x)$).

Однако наличие *расходимостей* — объёмных (см. *Хаага теорема*), УФ- и, возможно, других — делает прямое вычисление по ф-ле (1) невозможным. Поэтому доказательство существования ф-ций Уайтмена (1) строится след. образом. В гамильтониан взаимодействия (3) вводится объёмное (Λ) и УФ- (σ) «обрезания», так что регуляризованный гамильтониан $H_{\Lambda\sigma}[\varphi]$ (см. *Регуляризация расходимостей*) становится хорошо определённым эрмитовым оператором, а для него существует регуляризов. набор ф-ций Уайтмена $\{W_n(\cdot\,|\,\Lambda, \sigma)\}$, где точка обозначает набор пространственно-временных переменных. Далее к регуляризов. гамильтониану добавляются т. н. *контрчлены*, структура к-рых предсказывается теорией возмущений и к-рые призваны сократить возникающие расходимости в пределе снятия обрезания. Задачей ККТП является, во-первых, доказательство существования конечного предела

$$\lim_{\sigma \to \infty} \lim_{\Lambda \to \infty} W_n(\cdot\,|\,\Lambda, \sigma) = W_n(\cdot) \qquad (4)$$

при определённом выборе контрчленов и, во-вторых, доказательство того, что полученные предельные ф-ции $\{W_n(\cdot)\}$ удовлетворяют всем требованиям АКТП.

Матем. трудности при непосредств. реализации этой программы определяются сложностью операторной структуры вводимых контрчленов, что, в свою очередь, диктуется конкретным видом рассматриваемой квантовополевой модели. Наиб. простые контрчлены возникают в т. н. суперперенормируемых теориях, т. е. в теориях, где число расходящихся *Фейнмана диаграмм* конечно. Именно по этой причине первые нетривиальные примеры построения релятивистских локальных квантованных полей были получены в суперперенормируемых моделях, характеризуемых плотностями гамильтониана взаимодействия φ_2^4, $P^n(\varphi)_2$, $\bar{\psi}\psi\varphi_2$, где верхний индекс — степень взаимодействия, а нижний — размерность пространства-времени $d=2$, P^n — полином степени n, ψ — спинорное *Дирака поле* (черта над ψ означает дираковское сопряжение). Проведение сформулированной выше программы даже в этих простейших случаях потребовало создания матем. техники операторных оценок специально для изучаемых моделей.

Дальнейшее развитие ККТП связано с переходом к евклидову пространству и применением методов евклидовой теории поля. В АКТП было доказано, что ф-ции Уайтмена $W_n(t_1, x_1; \ldots; t_n, x_n)$ являются граничными значениями *аналитических функций* $F_n(z_1^0, z_1; \ldots; z_n^0, z_n)$, в область аналитичности к-рых попадают также евклидовы 4-точки z_k такие, что $z_k^0 = i\tau_k$, $z_k = x_k$, где τ_k — «мнимое время». Значения ф-ций $F_n(z_1, \ldots, z_n)$ на множестве евклидовых точек наз. ф-циями Швингера (S_n)[введены Ю. Швингером (J. Schwinger) в 1951],

$$S_n(\tau_1, x_1; \ldots; \tau_n, x_n) = F_n(i\tau_1, x_1; \ldots; i\tau_n, x_n).$$

Остервальдер и Шрадер (1975) нашли необходимые и достаточные условия (О. Ш.), при выполнении к-рых была доказана эквивалентность теорий, построенных на ф-циях W_n и S_n.

Изучение ф-ций Швингера более удобно по след. причинам. Во-первых, к решению проблем теории поля привлекаются хорошо разработанные теоретико-вероятностные методы, поскольку ф-ции Швингера можно отождествить со средними от произведения случайных процессов (евклидовых полей):

$$S_n(\tau_1, x_1; \ldots; \tau_n, x_n) = E[\Phi(\tau_1, x_1) \ldots \Phi(\tau_n, x_n)].$$

Здесь $E[\Phi]$ — среднее от нек-рой случайной величины Φ, заданной на нек-ром вероятностном пространстве. Было выяснено, что величина $\Phi(\cdot)$ должна быть евклидово-ковариантным марковским случайным полем (см. *Марковские случайные процессы*), удовлетворяющим определённым дополнит. требованиям, и доказано, что эти требования эквивалентны условиям О. Ш. Во-вторых, переход к евклидовым вероятностным мерам позволил при исследовании проблем, связанных со

снятием обрезаний, использовать корректные интегральные представления для регуляризованных ф-ций Швингера $S_n(\cdot|\Lambda, \sigma)$ и многочисл. методы статистич. физики. Тем самым оказалось, что мн. вопросы евклидовой теории эквивалентны проблемам статистич. физики. На этом пути были упрощены доказательства существования ф-ций Уайтмена в модели $P^n(\varphi)_2$ и доказано их существование в модели φ^4_3.

Математически развитые методы ККТП привели пока к доказательству существования квантованных гейзенберговых полей только в суперперенормируемых моделях КТП. Переход к изучению перенормируемых моделей требует привлечения совершенно новых идей и методов.

Лит.: Саймон Б., Модель $P(\varphi)_2$ евклидовой квантовой теории поля, пер. с англ., М., 1976; Конструктивная теория поля, пер. с англ., М., 1977; Евклидова квантовая теория поля. Марковский подход, М., 1978; Глимм Д., Джаффе А., Математические методы квантовой физики. Подход с использованием функциональных интегралов, пер. с англ., М., 1984.

Г. В. Ефимов.

КОНТА́КТНАЯ ЛИ́НЗА — очковая линза, предназначенная для коррекции зрения, к-рая надевается непосредственно на роговицу глаза и удерживается на ней за счёт сил сцепления. Для надёжного крепления внутр. поверхность К. л. должна иметь радиус кривизны, близкий к радиусу кривизны глазного яблока, что достигается индивидуальным подбором. В качестве материала К. л. используют либо оптич. силикатное стекло, либо полимеры, прозрачные в видимой области спектра, напр. полиметилметакрилат. *А. П. Грамматин.*

КОНТА́КТНАЯ РА́ЗНОСТЬ ПОТЕНЦИА́ЛОВ — разность потенциалов, возникающая между находящимися в электрич. контакте проводниками в условиях термодинамич. равновесия. Между двумя проводниками, приведёнными в соприкосновение, происходит обмен электронами, в результате чего они заряжаются (проводник с меньшей работой выхода положительно, а с большей — отрицательно) до тех пор, пока потоки электронов в обоих направлениях не уравновесятся и во всей системе уровень эл.-хим. потенциала (*ферми-уровень*) станет одинаковым. Установившаяся К. р. п. равна разности *работ выхода* проводников, отнесённой к заряду электрона.

Если составить электрич. цепь из неск. разл. проводников, то К. р. п. между крайними проводниками определяется только их работами выхода и не зависит от промежуточных членов цепи (правило Вольта). К. р. п. может достигать неск. В. Она зависит от строения проводника (его объёмных электронных свойств) и от состояния его поверхности. Поэтому К. р. п. можно изменять обработкой поверхностей (покрытиями, адсорбцией и т. п.), введением примесей (для полупроводников) и сплавлением с др. веществами (в случае металлов).

Электрич. поле К. р. п., создаваемое приконтактным объёмным зарядом, сосредоточено вблизи границы раздела и в зазоре между проводниками. Протяжённость приконтактной области тем меньше, чем больше концентрации электронов проводимости в проводниках: в металлах 10^{-8}—10^{-7} см, в полупроводниках до 10^{-4}—10^{-5} см. При контакте полупроводника с металлом практически вся область приконтактного поля локализована в полупроводнике.

Электрич. поле К. р. п. изменяет концентрации свободных носителей заряда (электронов, дырок) в приконтактном слое. Когда концентрация осн. носителей заряда в полупроводниках понижается, приконтактный слой представляет собой область повыш. сопротивления (запирающий слой). Т. к. концентрация носителей и, следовательно, сопротивление контакта изменяются несимметрично в зависимости от знака приложенного напряжения, то контакт двух полупроводников обладает вентильным (выпрямляющим) свойством. С К. р. п. связаны также вентильная фотоэдс, термоэлектричество и ряд др. электронных явлений. На существовании К. р. п. основана работа важнейших элементов полупроводниковой электроники: p — n-переходов и контактов металл—полупроводник. Учёт К. р. п. важен при конструировании электровакуумных приборов. В электронных лампах К. р. п. влияет на вид вольт-амперных характеристик. При прямом преобразовании тепловой энергии в электрическую в *термоэмиссионном преобразователе* создаётся напряжение как раз порядка К. р. п. (см. также *Полупроводники*).

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982, § 23; Пикус Г. Е., Основы теории полупроводниковых приборов, М., 1965.

В. Б. Сандомирский.

КОНТА́КТНЫЕ НАПРЯЖЕ́НИЯ механические — напряжения, к-рые возникают при механич. взаимодействии твёрдых деформируемых тел на площадках их соприкасания и вблизи площадок (напр., при сжатии соприкасающихся тел). Знание К. н. важно для расчёта на прочность подшипников, зубчатых и червячных передач, шариковых и цилиндрич. катков, кулачковых механизмов и т. п. Определение К. н. составляет задачу, наз. контактной.

Решение нек-рых контактных задач для упругих тел впервые дано Г. Герцем (G. Hertz). В основу его теории К. н. положены след. предположения: материал соприкасающихся тел в зоне контакта однороден и следует закону Гука; линейные размеры площадки контакта малы по сравнению с радиусом кривизны и линейными размерами соприкасающихся поверхностей в окрестности точек контакта; силы трения между соприкасающимися телами пренебрежимо малы. При этом найдено, что при сжатии двух тел, ограниченных плавными поверхностями, площадка контакта имеет форму эллипса (в частности, круга или полоски), а интенсивность распределения К. н. по этой площадке следует эллипсоидальному закону.

К. н. имеют местный характер, т. е. быстро убывают при достаточном удалении от места контакта (соприкасания тел). Распределение К. н. по площадке контакта и в её окрестности неравномерно и характеризуется большими градиентами. Важной особенностью распределения К. н. (напр., при сжатии шаров или пересекающихся цилиндров) является то, что макс. касательные напряжения $\tau_{макс}$, к-рые в значит. мере предопределяют прочность сжимаемых тел, имеют место на нек-рой глубине под площадкой контакта. Вблизи самой этой площадки напряжённое состояние близко к гидростатич. сжатию, при к-ром, как известно, касательные напряжения отсутствуют.

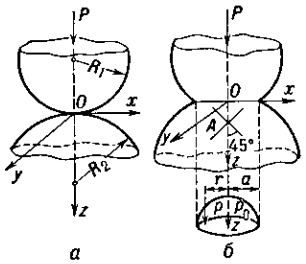


Рис. 1. Возникновение контактных напряжений при соприкосновении шаров.

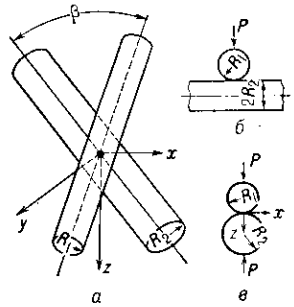


Рис. 2. Возникновение контактных напряжений при соприкосновении цилиндров.

Характерными случаями соприкасания упругих тел являются следующие.

1) Соприкасание шаров (рис. 1); площадка контакта имеет форму круга радиуса a, на к-ром действует давление с интенсивностью $p(r)$:

$$p(r) = p_0\sqrt{1 - r^2/a^2}; \quad r^2 = x^2 + y^2,$$

где

$$p_0=\frac{3P}{2\pi a^2},\quad a=\frac{1}{2}\sqrt[3]{\frac{6PR_1R_2}{R_1+R_2}\left(\frac{1-\nu_1^2}{E_1}+\frac{1-\nu_2^2}{E_2}\right)},$$

E_i ($i=1, 2$) — модуль Юнга материала рассматриваемых тел, ν_1, ν_2 — коэф. Пуассона, P — равнодействующая сил, приложенных к каждому из соприкасающихся шаров, R_1 и R_2 — радиусы кривизн соприкасающихся поверхностей. Наибольшие сжимающие К. н. (рис. 1, *б*) действуют в центре площадки и равны $\sigma_z=-p_0$, а между напряжениями σ_x, σ_y, σ_z в центре площадки контакта существует зависимость $\sigma_x=\sigma_y=(1+2\nu)\sigma_z/2$. Макс. касательные напряжения в этом случае равны $\tau_{макс}=0{,}3\ p_0$ и имеют место в точке A, отстоящей от центра площадки контакта по оси Oz на расстоянии 0,786 a.

2) Соприкасание двух цилиндров (рис. 2), оси к-рых образуют угол β ($0<\beta\leqslant 0{,}5\ \pi$); площадка контакта — эллипс; интенсивность распределения давления по этой площадке определяется ф-лой

$$p(x,\ y)=q_0\sqrt{1-\frac{x^2}{b^2}-\frac{y^2}{b^2(1-e^2)}},$$

где

$$q_0=\frac{3P}{2\pi b^2\sqrt{1-e^2}},$$

$$b=\sqrt{\frac{3}{2\pi}\frac{PE(e)}{(M+N)(1-e^2)}\left(\frac{1-\nu_1^2}{E_1}+\frac{1-\nu_2^2}{E_2}\right)}.$$

Эксцентриситет эллипса e определяется из соотношения

$$\frac{M}{N}=\frac{(1-e^2)\,[K(e)-E(e)]}{E(e)-(1-e^2)\,K(e)},$$

где

$$M=\frac{1}{2}\left[\frac{\sin^2\beta_1}{R_1}+\frac{\sin^2(\beta+\beta_1)}{R_2}\right],$$

$$N=\frac{1}{2}\left[\frac{\cos^2\beta_1}{R_1}+\frac{\cos^2(\beta+\beta_1)}{R_2}\right],$$

$$\operatorname{tg}2\beta_1=\left(-\frac{1}{R_2}\sin 2\beta\right)\Big/\left(\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2}\cos 2\beta\right),$$

$K(e)$, $E(e)$ — полные эллиптич. интегралы 1-го и 2-го рода.

Если угол $\beta=\pi/2$, а $R_1=R_2$ (рис. 2, *б*), то площадка контакта будет кругом и закон распределения давления по ней будет таким же, как и в случае сжатия шаров. Характерно, что макс. К. н. σ_z при сжатии двух шаров радиуса R примерно в 1,6 раза больше макс. К. н. σ_z при сжатии двух накрест лежащих цилиндров ($\beta=\pi/2$), радиусы к-рых равны R, а материал и равнодействующая P такие же, как и у шаров.

Если $\beta\to 0$, то бо́льшая ось площадки контакта между соприкасающимися цилиндрами увеличивается и при $R_1\approx R_2$, $\beta\approx 5°$ (или при $R_1\approx 5R_2$, $\beta\approx 10°$) становится сравнимой с радиусом цилиндра. В этом случае ф-лы для определения деформаций, полученные в теории Герца, не применимы. Однако ф-лы, полученные на основании этой теории (когда область контакта мала), имеют смысл и в этом случае, т. е. при $\beta\to 0$. В случае $\beta=0$ (рис. 2, *в*) площадка контакта имеет вид полоски шириной $2l$. Распределение давления по этой полоске определяется ф-лой

$$p(x)=\frac{2Q}{\pi l^2}\sqrt{l^2-x^2},$$

$$l=\sqrt{\frac{4QR_1R_2}{\pi(R_1-R_2)}\left(\frac{1-\nu_1^2}{E_1}+\frac{1-\nu_2^2}{E_2}\right)},$$

где Q — нагрузка на единицу длины цилиндра.

Теория Герца и проблема К. н. в целом получили значительное матем. развитие в течение последних двухтрёх десятилетий, что позволило изучить влияние сил трения между соприкасающимися телами на величину К. н.; исследовать случаи соприкасания тел, когда одно из них является гибким, напр. плиты и балки на упругом основании, подкрепляющие кольца и стержни; рассмотреть случаи, когда линейные размеры области контакта сравнимы с радиусом кривизны соприкасающихся тел, напр. давление цилиндра на край цилиндрич. отверстия в упругом теле, радиусы к-рых почти равны; решена задача в общем случае о давлении абсолютно жёсткого тела (штампа), круглого в плане, на упругое полупространство; решены нек-рые конкретные задачи для анизотропных тел и ряд др. задач.

Лит.: Рвачев В. Л., Проценко В. С., Контактные задачи теории упругости для неклассических областей, К., 1977; Моссаковский В. И., Гудрамович В. С., Макеев Е. М., Контактные задачи по теории оболочек и стержней, М., 1978; Галин Л. А., Контактные задачи теории упругости и вязкоупругости, М., 1980; Попов Г. Я., Концентрация упругих напряжений возле штампов, разрезов, тонких включений и подкреплений, М., 1982; Александров В. М., Мхитарян С. М., Контактные задачи для тел с тонкими покрытиями и прослойками, М., 1983; Теплый М. И., Контактные задачи для областей с круговыми границами, Львов, 1983.

В. В. Панасюк.

КОНТА́КТНЫЕ ЯВЛЕ́НИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКА́Х — неравновесные электронные явления, возникающие при прохождении электрич. тока через контакт полупроводника с металлом или электролитом или через контакт двух различных полупроводников (*гетеропереход*) либо через границу двух областей одного и того же полупроводника с разным типом носителей заряда (см. *p — n-переход*) и разной их концентрацией.

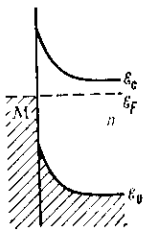


Рис. 1. Изгиб зон на контакте металл — электронный полупроводник с запорным слоем: $\mathscr{E}_F$ — уровень Ферми; $\mathscr{E}_c$ — край зоны проводимости; $\mathscr{E}_v$ — край валентной зоны.

Приведение в контакт двух разл. материалов сопровождается перетеканием носителей (для определённости электронов) из одного в другой и образованием контактной разности потенциалов $V_к$. Напряжённость поля контактной разности потенциалов плавно убывает в глубь полупроводника, вызывая приконтактный изгиб краёв энергетич. зон (валентной зоны и зоны проводимости). Направление изгиба и его величина зависят от знака и величины $V_к$, определяемой разностью *работ выхода*, а также от знака и концентрации локализованных на поверхности раздела зарядов (адсорбированные ионы, заряженные поверхностные дефекты и др., см. ниже).

Выпрямляющие контакты. На контакте металла с электронным полупроводником изгиб зон вверх (рис. 1) означает, что приконтактный слой полупроводника имеет дефицит электронов и, следовательно, пониженную проводимость (*обеднённый слой*, запорный слой, слой Шоттки). При достаточно сильном обеднении электрич. сопротивление этого слоя доминирует над сопротивлением нейтрального объёма полупроводника, так что последним можно пренебречь. Величина сопротивления слоя сильно зависит от напряжения, приложенного к нему. Это приводит к большой нелинейности вольт-амперной характеристики (ВАХ) слоя и, в частности, к её сильной асимметрии относительно знака приложенного напряжения: сопротивление на обратной ветви ВАХ на много порядков величины превышает сопротивление на прямой ветви (эффект выпрямления). Прямая ветвь ВАХ соответствует такому внеш. напряжению, когда его поле уменьшает поле контактной разности потенциалов и сужает слой. На рис. 1 это соответствует положит. потенциалу на металле. Обратная ветвь ВАХ отвечает сложению полей внеш. источника и $V_к$ (отрицат. потенциал на металле). При этом обеднённый слой расширяется с ростом внеш. напряжения. Нелинейность ВАХ и эффект выпрямления тока на контакте металл — полупроводник используются в диодах Шоттки.

Омические контакты. При изгибе зон вниз (рис. 2) приконтактный слой имеет избыток электронов (*антизапорный слой*, обогащённый слой). Ввиду повышенной проводимости он не вносит заметный вклад в сопротивление длинного образца. Поэтому контакты с обогащённым слоем могут служить омич. контактами в *полупроводниковых приборах*.

При больших плотностях тока омич. поведение контактов нарушается из-за монополярной инжекции электронов, напр., из металла в полупроводник (см. *Инжекция носителей заряда* в полупроводниках). Инжекция становится заметной, если плотность тока

$$j \geqslant eDn/R_D, \qquad (1)$$

где n — концентрация электронов основных носителей заряда в полупроводнике, D — их коэф. диффузии, R_D — *дебаевский радиус экранирования*, e — элементарный заряд. С ростом тока проводимость полупроводника всё более определяется инжектированными электронами, рост концентрации к-рых ограничивается их объёмным зарядом (токи, ограниченные пространств. зарядом). В результате про-

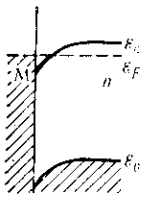


Рис. 2. Контакт с обогащённым (антизапорным) слоем.

водимость образца становится существенно нелинейной.

Электрич. сопротивление омич. контакта с обогащённым слоем увеличивается при наличии диэлектрич. прослойки Д между металлом и полупроводником (напр., окисла металла, рис. 3). Из-за туннельной проницаемости прослойки проводимость её при малых толщинах ($d \leqslant 20$—30 Å) становится пренебрежимо большой. В прослойке, а также на границе окисел—полупроводник, как правило, возникают центры захвата носителей заряда, поле к-рых наряду с полем контактной разности потенциалов управляет приконтактным изгибом зон, существенно изменяя его величину, а иногда

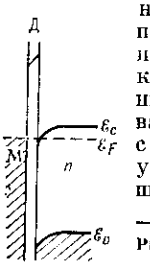


Рис. 3. Контакт с обогащённым слоем и диэлектрическим зазором.

и знак (см. *МДП-структура*). Это приводит к нестабильности и невоспроизводимости омич. контактов металл-полупроводник.

Поэтому для создания омич. контактов часто предпочитают сильно легированные приконтактные области полупроводника, образующие с основным его объёмом изотопный гомопереход, напр. n^+—n (рис. 4), где переход образован сильно (n^+) и слабо (n) легированными областями. Такой переход обладает теми же свойствами, что и контакт металл — полупроводник с антизапорным слоем. Свойства такого омич. контакта не зависят от изгиба зон непосредственно у металла.

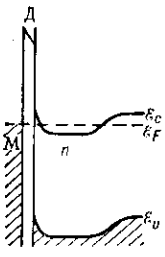


Рис. 4.

Биполярные явления. Если в полупроводнике происходит генерация неосновных носителей, напр. дырок, или если они инжектируются в образец с помощью др. контакта, то возникают т. н. биполярные контактные явления. Контакты с обогащённым слоем (рис. 2, 3, 4) обедняются дырками, ибо то электрич. поле, к-рое способствует обогащению электронами, выносит из слоя дырки. Электрич. поле тока в обогащённом слое мало́ по сравнению с электрич. полем в объёме. Поэтому ток дырок почти не проходит сквозь обогащённый слой. Если направление тока электронов таково, что дырки в поле этого тока движутся из объёма к контакту, то из-за непропускания их слоем происходит их накопление перед контактом. Возникает т. н. а к к у м у л я ц и о н н ы й с л о й, обогащённый дырками, в к-рый для их нейтрализации из обогащённого слоя инжектируются электроны. С ростом плотности тока j через контакт толщина аккумуляционного слоя ($l_a = Dn/j$) убывает, а концентрация дырок в нём быстро растёт. Когда она достигает и превосходит равновесную концентрацию электронов, сжатие аккумуляционного слоя сменяется его расширением до размера длины *амбиполярной диффузии* за время жизни носителей.

При противоположном направлении тока поле выносит дырки в толщу полупроводника. Возникает э к с к л ю з и я — удаление дырок от контакта; область эксклюзии простирается от контакта в глубь полупроводника на расстояние, растущее с ростом j и приближённо совпадающее с длиной дрейфа электронов в поле за время их жизни. Эксклюзия дырок сопровождается уходом такого же кол-ва электронов в контакт, так что область эксклюзии — область обеднения носителями обоих знаков. Макс. обеднение и наиб. значение электрич. поля достигаются на границе с обогащённым слоем. В образце с носителями обоих знаков, ограниченном с двух сторон омич. контактами для основных носителей, одновременно происходит эксклюзия у одного из контактов и аккумуляция у другого. При достаточно больших j область эксклюзии простирается на всю длину образца — вплоть до аккумуляционного слоя у др. контакта. В случае фотогенерации неосновных носителей говорят о токовом выносе фотоносителей из образца на один из контактов.

Контакты с обеднённым слоем (рис. 1) в равновесном случае обогащены неосновными носителями (поле, к-рое вытесняет осн. носители, втягивает неосновные). При прохождении тока в обратном направлении происходит э к с т р а к ц и я (извлечение, вытягивание) в контакт неосновных носителей из приконтактной части образца, протяжённость к-рой определяется длиной диффузии неосновных носителей. Экстракция — слаботоковое явление на обратной ветви ВАХ, тогда как эксклюзия — сильнотоковый эффект. Эти эффекты смыкаются лишь в собственном полупроводнике. Экстракция неосновных носителей обратно смещённым обеднённым слоем используется в коллекторах биполярных *транзисторов*.

Если через контакт с обогащённым слоем пропускать ток в прямом направлении, происходит инжекция неосновных носителей из контакта. Заряд инжектированных носителей нейтрализуется зарядом осн. носителей, приходящих в область инжекции из объёма полупроводника или из др. контакта (напр., омич. контакта в диодах, базового контакта в транзисторах). При слабых токах область инжекции простирается, как и область экстракции, примерно на длину диффузии неосновных носителей. С ростом j эта область растягивается за счёт дрейфа носителей в поле большого прямого тока, охватывая постепенно весь образец.

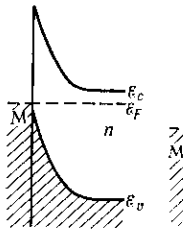


Рис. 5. Контакт с инверсионным слоем (с физическим p—n-переходом).

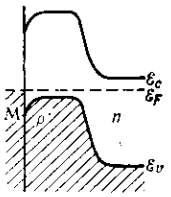


Рис. 6. Контакт с металлургическим p—n-переходом.

Если экстракция неосновных носителей осуществляется любым обратно смещённым контактом с обеднённым ими слоем, то эффективная их инжекция возможна лишь при высокой эмиссионной способности контакта. В случае контакта металл — электронный полупроводник инжекция дырок достигается при столь большом изгибе зон вверх, что у металла валентная зона становится ближе к уровню Ферми $\mathcal{E}_F$, чем зона проводимости (рис. 5), т. е. там образуется *инверсионный*

слой (*p*-слой); около контакта возникает т. н. физический p — n-переход.

Для получения стабильных выпрямляющих и инжектирующих контактов в полупроводнике создают специально легированный слой с противоположным объёму типом проводимости (рис. 6). Высокая эмиссионная способность образующегося т. н. металлургич. p — n-перехода достигается, если дырочный слой легирован акцепторами значительно сильнее, чем объём полупроводника донорами (p^+—n-переход или n^+ — p-переход). Инжекция неосновных носителей лежит в основе работы эмиттеров биполярных транзисторов.

Двойная инжекция (одновременная инжекция с двух сторон дырок и электронов) происходит в образцах полупроводника, ограниченных с одной стороны p^+ — n-контактом, а с другой n^+p-контактом (p^+nn^+-диоды или p^+ — pn^+-диоды). Рост концентрации электронов и дырок в средней части образцов ограничен только скоростью рекомбинации носителей. Инжекция, ограниченная рекомбинацией, более эффективна, чем инжекция, ограниченная пространственным зарядом.

Реальные контакты. Инжекция и экстракция неосновных носителей контактом с обеднённым слоем эффективны лишь в случае, когда контакт не является дополнит. источником рекомбинации или генерации носителей, т. е. если потоки носителей каждого типа переносятся через обеднённый слой без «потерь» и «приобретений». Последние обусловлены тремя причинами.

1) Поверхностная рекомбинация и генерация через центры, локализованные на границе металл — полупроводник или диэлектрич. прослойка — полупроводник. Это же происходит и в тонкой приконтактной области, где концентрация центров рекомбинации существенно выше, чем в объёме полупроводника, из-за дефектной структуры этой области и из-за диффузии сюда примесей из металла или окисла.

2) Скорость термич. генерации и рекомбинации носителей в обеднённом слое через глубокие уровни (расположенные вблизи середины запрещённой зоны) выше по сравнению с теми же процессами в объёме полупроводника (механизм Са — Нойса — Шокли). Напр., отношение скоростей термич. генерации в обеднённом слое и объёме порядка $Wn/2ln_i T$, где n — концентрация основных носителей, W — толщина слоя, l — длина диффузии носителей, n_i — концентрация собственных носителей. В Ge, Si и др. полупроводниках, как правило, $W<l$, но в легированных полупроводниках $n \gg n_i$, что делает этот механизм существенным.

3) Туннельная (полевая) генерация и рекомбинация носителей в обеднённых слоях. В отличие от объёма полупроводника, где возможны только вертикальные

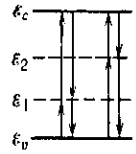


Рис. 7. Рекомбинационные и генерационные переходы электронов в нейтральном объёме полупроводника: $\mathcal{E}_c$ — край зоны проводимости; $\mathcal{E}_v$ — край валентной зоны; $\mathcal{E}_1$, $\mathcal{E}_2$ — комбинационные уровни.

переходы между рекомбинационными уровнями $\mathcal{E}_1$, $\mathcal{E}_2$ в запрещённой зоне и состояниями в разрешённых зонах, сопровождающиеся поглощением энергии при генерации и её выделением при рекомбинации (рис. 7), в обеднённых слоях ввиду изгиба зон возможны горизонтальные переходы (рис. 8). Они обусловлены туннелированием из состояний в разрешённых зонах на уровни рекомбинационных центров или даже непосредственно между валентной зоной и зоной проводимости (межзонное, или зиннеровское, туннелирование). С участием рекомбинационных центров возможен комбинированный процесс, включающий горизонтальные и вертикальные переходы. При этом полное энерговыделение или энергопоглощение на одну пару электрон—дырка меньше ширины запрещённой зоны $\mathcal{E}_g$.

Высокий темп генерации и рекомбинации носителей в обеднённом слое ухудшает выпрямляющие и инжекционные свойства такого контакта. При обратном смещении он становится источником генерации неравновесных носителей, а прямом смещении — источником их рекомбинации. Для контактов с очень высокой скоростью рекомбинации также применяют термин «омический», подразумевая контакт, на к-ром при любых j поддерживаются равновесные значения концентрации носителей. Инжекционные

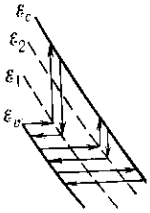


Рис. 8. Туннельные и комбинированные переходы в областях с наклоном энергетических зон.

свойства таких контактов проявляются лишь при очень больших j, тем больших, чем выше скорость рекомбинации в нём.

Лит.: Пикус Г. Е., Основы теории полупроводниковых приборов, М., 1965; Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г., Физика полупроводников, М., 1977; Стриха В. И., Контактные явления в полупроводниках, К., 1982; Родерик Э. Х., Контакты металл—полупроводник, пер. с англ., М., 1982. *З. С. Грибников.*

КОНТИНУА́ЛЬНЫЙ ИНТЕГРА́Л — то же, что *функциональный интеграл.*

КОНТРАВАРИА́НТНОСТЬ — см. в ст. *Ковариантность и контравариантность.*

КОНТРАГИ́РОВАННЫЙ РАЗРЯ́Д (от лат. contraho — стягиваю, сжимаю) — *электрический разряд в газе*, диаметр столба к-рого существенно уменьшен по сравнению с тем же разрядом при меньших силах тока. При контракции (самосжатии) разряда в неск. раз возрастает объёмная плотность энергии в плазме столба и поэтому резко увеличивается общая яркость свечения и изменяется его спектральный состав. Контракция происходит вследствие к.-л. качественного изменения условий энергетич. баланса с ростом силы тока в радиально неоднородном столбе плазмы. В плазме молекулярных газов, напр., это изменение возникает вследствие резкого увеличения скорости переноса тепла при приближении степени диссоциации к полной. В атомарных газах при значительно бо́льших токах (десяти или сотни кА) условия баланса резко меняются и возникает контракция, когда собственное магн. давление становится больше газокинетического (см. *Пинч-эффект*). Чем выше давление газа, тем при меньших токах может произойти переход к К. р. Сжатие столба за счёт действия внеш. причин (стенок, внеш. полей) не наз. контракцией. *В. Н. Колесников.*

КОНТРА́КЦИЯ ГА́ЗОВОГО РАЗРЯ́ДА (сжатие газового разряда) — резкое, скачкообразное уменьшение поперечного размера области, заполненной разрядным током, возникающее при превышении нек-рого критич. значения давления газа или разрядного тока. При К. г. р. в неск. раз возрастает объёмная плотность энергии в плазме столба и поэтому резко увеличивается общая яркость свечения и изменяется его спектральный состав. Это явление, характерное для всех типов газового разряда, ограничивает возможность практич. использования газоразрядных устройств областью относительно малых давлений и разрядных токов.

К. г. р. происходит при одновременном выполнении двух условий: 1) эффективность образования заряж. частиц резко спадает от оси к стенкам разрядной трубки; 2) характерное время объёмной рекомбинации (нейтрализации) заряж. частиц $(\alpha_{рек} N)^{-1}$ много меньше времени их диффузии на стенки разрядной трубки R_0^2/D_a (здесь N — плотность заряж. частиц в разряде, $\alpha_{рек}$ — коэф. объёмной рекомбинации заряж. частиц, R_0 — радиус разрядной трубки, D_a — коэф. амбиполярной диффузии). За время рекомбинации заряж. час-

тицы в процессе диффузии к стенкам разрядной трубки проходят расстояние

$$r_e \sim \sqrt{D_a/\alpha_{\text{рек}}N}, \qquad (1)$$

к-рое характеризует размер области, заполненной разрядным током. При выполнении указанных выше условий r_e оказывается много меньше радиуса разрядной трубки R_0. Как следует из соотношения (1), радиус разрядного шнура r_e уменьшается с ростом давления или разрядного тока. К. г. р. происходит вследствие возникновения радиальной неоднородности скорости образования заряж. частиц и объёмной нейтрализации заряж. частиц, механизмы к-рых различны в каждой конкретной ситуации.

В разряде инертного газа резкая радиальная неоднородность скорости ионизации атомов электронным ударом связана с тепловым механизмом — повышенным джоулевым нагревом газа вблизи оси трубки, где даже в диффузном состоянии плотности электронов и тока выше, чем на периферии. Выше плотность — больше джоулев нагрев — выше ионизация. Скорость ионизации, зависящая от отношения E/N_a или от степени ионизации N/N_a (E — напряжённость электрич. поля, N_a — плотность атомов), оказывается нелинейной при плотностях $N \sim 10^{11}$ см$^{-3}$ и уже при весьма малых энерговкладах $iE \geqslant 0{,}1$ Вт/см (i — разрядный ток), когда объёмная нейтрализация заряж. частиц ещё несущественна. Поэтому для К. г. р. в инертных газах необходимо преобладание объёмной *рекомбинации ионов и электронов* над пристеночной. Это условие выполняется при достаточно высоких давлениях $p \sim 10$—50 тор, когда основным сортом ионов становится молекулярный ион A_2^+, эффективно рекомбинирующий в объёме в результате диссоциативной рекомбинации

$$A_2^+ + e \longrightarrow 2A. \qquad (2)$$

С ростом энерговклада темп-ра газа в разряде поднимается, при энерговкладах $\geqslant 10$—100 Вт/м это приводит к термич. разрушению молекулярных ионов и уменьшению эффективности объёмной рекомбинации заряж. частиц. Возникаст явление, обратное К. г. р.— расконтрагирование, к-рое проявляется в возрастании поперечного размера токового шнура с ростом разрядного тока.

В разряде молекулярного газа практически всегда преобладают молекулярные ионы, эффективно нейтрализующиеся в объёме в результате диссоциативной рекомбинации. Подавляющая часть энергии, вводимой в разряд, расходуется на возбуждение молекулярных колебаний. Поэтому термич. неоднородность, наличие к-рой является необходимым условием К. г. р., возникает в случае, когда объёмная столкновит. дезактивация колебательно возбуждённых молекул преобладает над их диффузионным уходом на стенки разрядной трубки. Переход от стеночного механизма дезактивации колебательно возбуждённых молекул к объёмному происходит при превышении определённого значения давления газа. Резкий, лавинообразный характер такого перехода обусловлен резкой температурной зависимостью скорости колебательной релаксации молекул.

К. г. р. в электроотрицательных газах происходит существенно легче за счёт нейтрализации заряж. частиц при образовании отрицат. ионов с последующей ион-ионной рекомбинацией. К. г. р. облегчается также под воздействием внеш. или собств. маги. поля, к-рое подавляет диффузию заряж. частиц (*Пинч-эффект*).

К. г. р. ограничивает выходные характеристики газоразрядных источников света, газовых лазеров, плазмохимич. и магнитогидродинамич. установок. Эффективным средством подавления этого вредного явления служит конвективная прокачка или турбулизация газа, снижающая термич. неоднородность разряда и уменьшающая время ухода заряж. частиц из разряда.

Лит.: Елецкий А. В., Механизмы сжатия тлеющего разряда, в сб.: Химия плазмы, под ред. Б. М. Смирнова, в. 9, М., 1982, с. 151; Райзер Ю. П., Физика газового разряда, М., 1987.
А. В. Елецкий.

КОНТРА́СТ оптический (франц. contraste, от лат. contra — против и sto — стою) — безразмерная величина, характеризующая макс. различие в светимости (освещённости) разл. частей объекта. В геом. оптике К. выражается как $k=(B_{\text{макс}}-B_{\text{мин}})/(B_{\text{макс}}+B_{\text{мин}})$, где $B_{\text{макс}}$ и $B_{\text{мин}}$ — макс. и мин. светимости (для объекта) или освещённости (для изображения). К. изменяется от 1 до 0. Отношение $\varkappa=k'/k$, где k' — К. изображения, а k — К. предмета, называется коэффициентом передачи контраста через оптич. систему. При определении $\varkappa$ обычно пользуются стандартным объектом — решёткой, состоящей из параллельных светлых и тёмных полос равной ширины. Вследствие аберраций и рассеяния света в оптич. системе $\varkappa$ обычно меньше 1 и зависит от числа полос R на единицу длины в решётке. Ф-ция $\varkappa(R)$ наз. *частотно-контрастной характеристикой* (ЧКХ) оптич. системы и наиб. полно описывает качество изображения.

Термин «К.» широко используется и в др. областях оптики. Фотографич. К.— разность наиб. и наим. оптич. плотностей $\Delta D=D_{\text{макс}}-D_{\text{мин}}$; в цветном изображении — разность приведённых к серому поверхностных концентраций пурпурного и голубого красителя. К. интерференционной картины характеризует отношение разности яркостей в различных её точках к соответствующей *разности хода* лучей. Цветовой К. служит характеристикой макс. различия в цветах объекта. Зрительный К.— особенность зрительного восприятия, в силу к-рой визуальная оценка наблюдаемого объекта меняется в зависимости от окружающего фона (т. н. одновременный контраст) либо от предыдущих зрительных впечатлений (последовательный контраст; см. *Иллюзии оптические*). Понятие К. используется в методе *фазового контраста*, к-рый применяется для наблюдения прозрачных объектов и состоит в пропорциональном преобразовании разности фаз соседних частей пучка в разность интенсивностей.

Лит.: Борн М., Вольф Э., Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973; Русинов М. М., Техническая оптика, Л., 1979.
А. П. Гагарин.

КОНТРЧЛЁНЫ в квантовой теории поля — операторные выражения, обычно с бесконечными численными коэффициентами, к-рые по форме зависимости от операторных полевых ф-ций и их производных совпадают с отдельными слагаемыми полного лагранжиана рассматриваемой квантовополевой модели и вводятся для устранения *ультрафиолетовых расходимостей* с помощью процедуры перенормировки. Т. о., К. компенсируют бесконечные слагаемые, содержащие УФ-расходимости. В т. н. перенормируемых моделях квантовой теории поля с помощью небольшого числа К. удаётся скомпенсировать эти расходимости в *радиационных поправках* любого, сколь угодно высокого порядка. Формально введение в лагранжиан подобных бесконечных К. эквивалентно изменению масс частиц и констант связи. Однако возникающие при этом связи между исходными, затравочными, и конечными, перенормированными, массами и зарядами оказываются сингулярными. См. *Перенормировки.*
Д. В. Ширков.

КО́НТУР СПЕКТРА́ЛЬНОЙ ЛИ́НИИ (профиль спектральной линии) — спектральное распределение интенсивности излучения или поглощения в спектральной линии. *Спектральные линии* в дискретных спектрах испускания или поглощения не являются строго монохроматичными. Действие разл. механизмов *уширения спектральных линий* приводит к образованию нек-рого спектрального распределения интенсивности $I(\omega)d\omega$ вблизи частоты ω_0 квантового перехода в атоме или молекуле. Величина $\delta\omega=\omega_2-\omega_1$, где частоты ω_1 и ω_2 определяются условием $I(\omega_1)=I(\omega_2)=\frac{1}{2}I_{\text{макс}}(\omega)$ [$I_{\text{макс}}(\omega)$ — максимальное значение интенсивности], наз. *шириной спектральной линии.* Выделяют центр.

часть К. с. л., соответствующую $|\omega-\omega_0|\sim\delta\omega$, и крылья спектральной линии, где $\omega<\omega_1$ и $\omega>\omega_2$.

К. с. л. определяется механизмом уширения (рис. 1). При ударном и радиационном уширениях получается лоренцевский К. с. л., для к-рого распределение интенсивности $g(\omega)$, нормированное на единицу $\left[\int g(\omega)\,d\omega=1\right]$, имеет вид

$$g_L(\omega)=\frac{\Gamma}{2\pi}\,\frac{1}{(\omega-\omega_0-\Delta)^2+\Gamma^2/4}, \qquad (1)$$

где $\delta\omega=\Gamma$, а Δ — сопровождающий уширение сдвиг линии. При доплеровском уширении (см. *Доплера эффект*) возникает гауссов К. с. л.:

$$g_D(\omega)=\frac{1}{\sqrt{\pi}\,\Delta\omega_D}\exp\left[-\left(\frac{\omega-\omega_0}{\Delta\omega_D}\right)^2\right];\ \delta\omega=2\sqrt{\ln 2}\,\Delta\omega_D. \qquad (2)$$

Здесь $\Delta\omega_D=\omega_0 v_0/c$ — полуширина спектральной линии при условии $I(\omega_1)=I(\omega_2)=I_{\text{макс}}(\omega)\cdot e^{-1}$, $v_0=\sqrt{2kT/M}$ — наиболее вероятная скорость, M — масса атома. При одновременном статистически независимом действии гауссова и лоренцевского типов уширения К. с. л. описывается свёрткой (1) и (2) (контур Фойгта):

$$g(\omega)=\int g_D(\omega-x)\,g_L(x)\,dx. \qquad (3)$$

Если $\Delta\omega_D\ll\Gamma$, то контур (3) близок к лоренцевскому. При $\Delta\omega_D\gg\Gamma$ центр. часть имеет гауссову форму, а в далёких крыльях $g(\omega)\approx(\Gamma/2\pi)(\omega-\omega_0)^{-2}$.

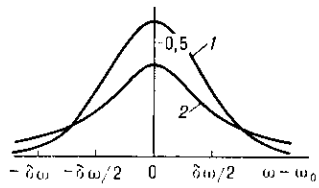


Рис. 1. Нормированные на единицу гауссов (1) и лоренцевский (2) К. с. л. с одинаковыми ширинами $\delta\omega$.

Исследование формы К. с. л. используется для определения физ. характеристик излучающих и поглощающих объектов. Форма К. с. л. оптически тонкого объекта определяется доплеровским уширением и взаимодействием излучающих атомов с окружающими частицами. В разреженных газах и плазме К. с. л. гауссов, при умеренных давлениях — лоренцевский (для нейтральных газов — вплоть до давлений в неск. дес. атмосфер, в плазме — для линий атомов и ионов низкой кратности, кроме водородоподобных, при плотности электронов $N_e\sim10^{16}$—10^{17} см$^{-3}$). При высокой плотности газов и плазмы К. с. л. часто обладает нек-рой асимметрией — имеет квазистатич. крыло. Иногда квазистатич. крыло ярко выражено, в др. же крыле, вследствие снятия запрета по чётности под действием плазменных микрополей, возникает «запрещённая» компонента (рис. 2). Форма обоих крыльев линий водорода определяется в основном квазистатич. механизмом уширения. В далёких крыльях К. с. л. проявляется характер взаимодействия частиц на близких расстояниях и может возникать сложная структура, в частности могут появляться линии-сателлиты вследствие образования молекулярных состояний и молекулярных комплексов. В плазменных объектах при наличии развитой турбулентности К. с. л. может иметь структуру масштаба ионно-звуковой и плазменной частот.

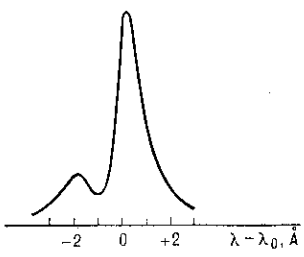


Рис. 2. Контур линии 4471 Å атома гелия (переход 2^3P—4^3D) в плазме с $N_e=3\cdot10^{15}$ см$^{-3}$, $T=10\,000$ К.

В оптически толстых объектах значит. влияние на К. с. л. оказывает перенос излучения. В простейшем случае однородного плоского слоя вещества, находящегося в состоянии *локального термодинамического равновесия*, К. с. л. испускания определяется ф-лой

$$I(\omega)=I_\Pi(\omega)\left(1-e^{-k_\omega L}\right), \qquad (4)$$

где $I_\Pi(\omega)$ — спектральное распределение интенсивности излучения абсолютно чёрного тела (см. *Планка закон излучения*), k_ω — коэф. поглощения, L — толщина слоя; аналогичной (4) ф-лой даётся спектральное распределение мощности, поглощённой в слое. Если внеш. слои оптически плотного излучающего объекта имеют более низкую темп-ру, то в центре К. с. л. возникает провал, обусловленный самообращением спектральной линии. Провал в центре К. с. л. может также образоваться и в оптически толстой линии однородного объекта в том случае, когда населённость возбуждённого уровня энергии атома много меньше населённости этого уровня при локальном термодинамич. равновесии при данной темп-ре. В оптически плотном объекте при больших градиентах скорости макроскопич. движения перенос излучения и доплеровский сдвиг частоты могут привести к образованию на К. с. л. сателлитной структуры.

Лит.: Иванов В. В., Перенос излучения и спектры небесных тел, М., 1969; Ленг К., Астрофизические формулы, пер. с англ., ч. 1, М., 1978; Грим Г., Уширение спектральных линий в плазме, пер. с англ., М., 1978. *Е. А. Юков.*

КОНТУРНЫЙ ИНТЕГРАЛ — интеграл, в к-ром интегрирование производится по контуру (кривой) в n-мерном комплексном или вещественном пространстве. Различают два типа К. и.— интегралы от скалярных ф-ций и интегралы от векторных ф-ций. К первому из них относятся интегралы вида $\int\limits_\gamma f(P)ds$, где γ — гладкий (или кусочно гладкий) контур в n-мерном вещественном пространстве, $P=(x_1,\ldots,x_n)$ — точка в этом пространстве, $f(P)$ — ф-ция, заданная на γ, ds — элемент длины γ. Если контур γ задан параметрически ур-ниями $x_1=x_1(t),\ \ldots,\ x_n=x_n(t)$, где параметр t меняется в пределах от a до b $(a<b)$, то

$$\int\limits_\gamma f(P)\,ds=\int\limits_a^b f[x_1(t),\ \ldots,\ x_n(t)]\times$$
$$\times\sqrt{\left[\frac{dx_1(t)}{dt}\right]^2+\ldots+\left[\frac{dx_n(t)}{dt}\right]^2}\,dt.$$

К К. и. этого типа сводятся нахождение длины кривой, вычисление массы материальной кривой по её плотности, нахождение её центра инерции и т. д.

К К. и. второго типа относятся интегралы вида

$$\int\limits_\gamma[f_1(P)\,dx_1+\ldots+f_n(P)\,dx_n],$$

где $f_1(P),\ldots,f_n(P)$ — n ф-ций, заданных на контуре γ. Если, как и выше, контур γ задан параметрически, то

$$\int\limits_\gamma f_1(P)\,dx_1+\ldots+\int\limits_\gamma f_n(P)\,dx_n=\int\limits_a^b\Big[f_1\{x_1(t),\ldots,x_n(t)\}\times$$
$$\times\frac{dx_1(t)}{dt}+\ldots+f_n\{x_1(t),\ \ldots,\ x_n(t)\}\,\frac{dx_n(t)}{dt}\Big]\,dt.$$

Значения интегралов в правой части не зависят от выбора параметризации контура γ, сохраняющей направление его обхода. При изменении направления обхода К. и. второго типа (в отличие от К. и. первого типа) меняет знак. К таким К. и. сводится задача о вычислении работы силового поля при перемещении точки вдоль кривой. Если контур γ замкнут, то К. и. второго типа сводится к интегралу по двумерной поверхности, натянутой на этот контур (см. *Грина формулы*, *Гаусса — Остроградского формула*, *Стокса формула*).

Важную роль К. и. второго типа играют в теории *аналитических функций*. Пусть $z=x+iy$, $f(z)=u(x, y)+iv(x, y)$ — комплекснозначная ф-ция, заданная на контуре γ, тогда по определению

$$\int\limits_{\gamma} f(z)\,dz=\int\limits_{\gamma} u(x,\ y)\,dx-\int\limits_{\gamma} v(x,\ y)\,dy+$$
$$+i\left[\int\limits_{\gamma} v(x,\ y)\,dx+\int\limits_{\gamma} u(x, y)\,dy\right].$$

В терминах интегралов вида $\int\limits_{\gamma} f(z)dz$ формулируется *Коши теорема*, определяется *Коши интеграл*, на их свойствах основана теория вычетов и т. д.

Б. И. Завьялов.

КО́НТУРНЫЙ ПОДХО́Д в теориях калибровочных полей — метод исследования калибровочных теорий, в к-ром полевая переменная $G(\Gamma)$ задаётся на протяжённом объекте — контуре Γ в пространстве-времени (в отличие от локальной теории поля, где полевая переменная зависит от одной точки x пространства-времени). Локальная теория поля имеет своим прообразом корпускулярную теорию частиц, а контурная — теорию струны.

В абелевой калибровочной теории (теории электромагнетизма) с контуром Γ сопоставляется фазовый множитель:

$$G_{\text{аб}}(\Gamma)=\exp\left\{i\int\limits_{\Gamma} A_\mu(x)\,dx^\mu\right\},$$

где $A_\mu(x)$ — четырёхмерный потенциал эл.-магн. поля ($\mu=0, 1, 2, 3$). *Аронова — Бома эффект* показывает, что именно величина $\exp\{i\oint A_\mu(x)dx^\mu\}$, вычисленная вдоль замкнутого контура, описывает взаимодействие эл.-магн. поля с заряж. частицами в квантовой механике.

В неабелевых калибровочных теориях поля контуру Γ ставится в соответствие элемент калибровочной группы G, к-рый по заданному калибровочному полю $A_\mu(x)$ определяется как упорядоченная вдоль контура экспонента:

$$G(\Gamma)=P\exp\int\limits_{\Gamma} A_\mu(x)\,dx^\mu.$$

Правая часть этой ф-лы определяется с помощью разложения в ряд:

$$P\exp\int\limits_{\Gamma} A_\mu(x)\,dx^\mu=1+\sum_{n=1}^{\infty}\int\limits_0^1 ds_1\int\limits_0^{s_1} ds_2\ldots\int\limits_0^{s_{n-1}} ds_n\times$$
$$\times A_{\mu_1}(x(s_1))\,f'_{\mu_1}(s_1)\,A_{\mu_2}(x(s_2))\times$$
$$\times f'_{\mu_2}(s_2)\ldots A_{\mu_n}(x(s_n))\,f'_{\mu_n}(s_n).$$

Здесь $A_\mu(x)=\sum\limits_i T^i A^i_\mu(x)$, матрицы T^i образуют базис алгебры Ли группы G, а ф-ции $x_\mu=f_\mu(s)$, $0\leqslant s\leqslant 1$, задают контур Γ (символ упорядочения P определяет порядок расстановки матриц $A_{\mu i}$; штрихом обозначена производная по параметру s). Поле на контуре просто преобразуется при калибровочных преобразованиях $\Omega(x)$:

$$A_\mu(x)\longrightarrow\Omega(x)\,A_\mu(x)\,\Omega^{-1}(x)+\Omega(x)\,\partial_\mu\,\Omega^{-1}(x),$$
$$G(\Gamma)\longrightarrow\Omega(f(1))\,G(\Gamma)\,\Omega(f(0)).$$

След упорядоченной экспоненты для замкнутого контура является калибровочно инвариантной величиной. Поле на контуре зависит функционально от ф-ций $f_\mu(s)$, задающих контур, но не зависит от конкретной параметризации контура. По полю, заданному на произвольных контурах, можно восстановить локальные характеристики калибровочного поля. Динамика в калибровочной теории может быть задана в терминах ур-ний для полей на контурах. В квантовом случае рассматриваются вакуумные средние полей на контурах. С помощью поля на контуре формулируется критерий Вильсона удержания кварков (см. *Удержание цвета*). Изучение полей на контурах представляет собой естеств. способ связать феноменологич. струнную картину сильного взаимодействия кварков и глюонов с квантовой хромодинамикой.

Лит.: Dirac P. A. M., The theory of magnetic poles, «Phys. Rev.», 1948, v. 74, p. 817; Mandelstam S., Feynman rules for electromagnetic and Yang — Mills fields from the gauge independent field theoretic formalism, «Phys. Rev.», 1968, v. 175, p. 1580; Yang C. N., Integral formalism for gauge fields, «Phys. Rev. Lett.», 1974, v. 33, p. 445; Polyakov A. M., String representations and hidden symmetries for gauge fields, «Phys. Lett.», 1979, v. B 82, p. 247; Макеенко Ю. М., Уравнение движения для контурного среднего в квантовой хромодинамике, М., 1979; Aref'eva I. Ja., Quantum contour field equations, «Phys. Lett.», 1980, v. B 93, p. 347; Арефьева И. Я., Славнов А. А., Теория калибровочных полей, в кн.: XIV Международная школа молодых ученых по физике высоких энергий, Дубна, 1981. *И. Я. Арефьева.*

КО́НУЭЛЛ—ВА́ЙСКОПФА ФО́РМУЛА — определяет время τ релаксации импульса носителей заряда в полупроводниках с энергией $\mathcal{E}$ при их рассеянии на ионах примеси. Получена Э. Конуэлл и В. Вайскопфом в 1950. К.— В. ф. имеет вид

$$\frac{1}{\tau}=\frac{\pi e^4 N}{\sqrt{2}\,\varepsilon^2 m^{1/2}\mathcal{E}^{3/2}}\ln\left[1+\left(\frac{\varepsilon\mathcal{E}}{e^2N^{1/3}}\right)^2\right],$$

где e — заряд электрона, ε — диэлектрич. проницаемость кристалла, N — концентрация ионов примеси, m — эфф. масса носителей.

К. — В. ф. применяется в тех же случаях, что и *Брукса — Херринга формула*, но отличается от последней способом учёта экранирования примеси (без учёта экранирования $1/\tau\to\infty$ из-за медленного убывания кулоновского потенциала): сфера действия каждого рассеивающего центра ограничивается половиной ср. расстояния между ионами. Поскольку логарифм — медленно меняющаяся ф-ция, практически $\tau\sim\mathcal{E}^{3/2}$ (см. *Рассеяние носителей заряда*).

Лит.: Conwell E., Weisskopf V. F., Theory of impurity scattering in semiconductors, «Phys. Rev.», 1950, v. 77, p. 388; Ансельм А. И., Введение в теорию полупроводников, 2 изд., М., 1978.

КОНФА́ЙНМЕНТ (англ. confinement, букв.— ограничение) — невылетание (пленение) цветных кварков и глюонов, удержание их внутри бесцветных адронов (см. *Удержание цвета*).

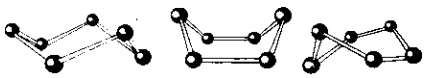
КОНФИГУРАЦИО́ННОЕ ПРЕДСТАВЛЕ́НИЕ (координатное представление) квантовой механики — способ описания *вектора состояния* квантовомеханич. системы, в к-ром в качестве наблюдаемых физ. величин используются координаты r_i частиц, образующих систему. Координаты вектора состояния в К. п. составляют волновую ф-цию системы $\psi(r_1, r_2, \ldots, r_n, t)$, а вероятность того, что в момент времени t 1-я, 2-я, ..., n-я частицы находятся в элементах объёма dr_1, $dr_2, \ldots, dr_n$, пропорц. величине $|\psi(r_1, r_2, \ldots, r_n, t)|^2\times$ $\times dr_1 dr_2\ldots dr_n$ (см. *Квантовая механика*). Поскольку координаты частиц не могут быть измерены с точностью лучшей, чем величина соответствующей им комптоновской длины волны $\hbar/mc$ (где m — масса частицы), в релятивистской квантовой теории они, строго говоря, не могут быть использованы в качестве наблюдаемых. Поэтому К. п. используется обычно в нерелятивистской квантовой механике. *С. С. Герштейн.*

КОНФИГУРАЦИО́ННОЕ ПРОСТРА́НСТВО — совокупность геом. переменных, задающих расположение в пространстве нек-рой системы и её частей как относительно друг друга, так и относительно известной системы отсчёта. К. п. одной материальной точки представляется совокупностью трёх её координат, напр. декартовых. К. п. системы из N материальных точек есть совокупность $3N$ координат, к-рые удобно рассматривать как координаты одной точки в $3N$-мерном пространстве. К. п. системы N точек, не лежащих в одной плоскости, допускает выделение трёх координат центра масс (инерции) и ещё трёх переменных, задающих ори-

ентацию системы как целого по отношению к осям, перемещающимся вместе с центром масс. Остальные $3N-6$ переменных задают относительное расположение точек. Когда на точки наложены жёсткие связи, число переменных К. п. уменьшается. Так, К. п. произвольного твёрдого тела состоит из совокупности шести переменных: трёх координат центра инерции и трёх эйлеровых углов или трёх координат одной точки, двух — другой и одной координаты — третьей, не лежащей на одной прямой с первыми двумя. *А. С. Компанеец.*

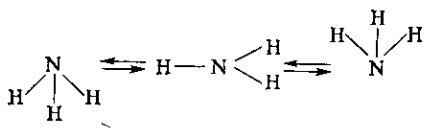
КОНФОРМА́ЦИИ МОЛЕ́КУЛЫ (от лат. conformatio — форма, расположение) — разл. состояния молекулы с неодинаковым расположением атомов в пространстве, возникающие при изменениях внутр. геом. параметров молекулы (в частности, углов вращения вокруг хим. связей и валентных углов). Конформационные изменения не сопровождаются разрывом или образованием химических связей.

Простейшая молекула, имеющая конформации (к о н ф о р м е р ы),— молекула перекиси водорода, в к-рой неодинаковое взаимное расположение атомов возникает при вращении вокруг связи О—О. Различие конформаций может определяться изменением неск. (иногда многих) углов вращения вокруг связей. Так, в молекуле циклогексана

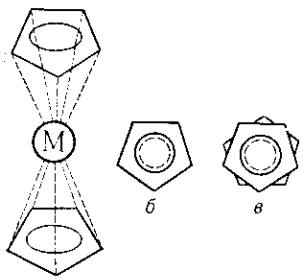


а *б* *в*

наряду с энергетически наиболее выгодной конформацией кресла (*а*) имеются конформации ванны (*б*), твист (*в*) и пр., к-рые получаются из (*а*) при одноврем. изменении неск. геом. параметров. В молекуле аммиака



переход из одной неплоской конформации в другую через плоскую форму (и н в е р с и я м о л е к у л ы) осуществляется благодаря деформациям валентных углов, углов вращения в этой молекуле нет. В молекулах комплексных соединений (напр., ферроцена) относит. вращение плоских колец вокруг оси, соединяющей их центры и проходящей через атом металла M (в случае ферроцена атом Fe), приводит к призматич. (*б*) и антипризматич. конформациям (*в*):



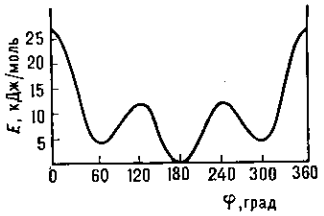
а *б* *в*

Наиб. типичными видами К. м. считаются поворотные изомеры (р о т а м е р ы), возникающие при вращении вокруг одинарных связей. Такие ротамеры существуют, напр., в молекуле н-бутана $CH_3—CH_2—CH_2—CH_3$: один устойчивый ротамер (отвечающий мин. энергии) характеризуется углом вращения $\varphi=180°$ (φ отсчитывается от заслонённой конформации, в к-рой связи C—CH_3 совмещаются друг с другом, если смотреть вдоль центральной связи C—C), а другой — $\varphi=60°$. Первый из них наз. транс-, а второй — гош-ротамером.

В приближении Борна — Оппенгеймера полную энергию можно представить в виде непрерывной ф-ции координат ядер, причём минимумы на *потенциальной поверхности* будут соответствовать устойчивым, или равновесным, конформациям, а седловые точки — переходным состояниям. Если на потенциальной поверхности имеется n минимумов, различающихся по своей глубине, то относит. заселённость i-й конформации (её статистич. вес w_i) будет определяться ф-лой

$$w_i=\frac{\exp\left(-F_i/kT\right)}{\exp\left[\sum_{i=1}^{n}\left(-F_i/kT\right)\right]},$$

где T — абс. темп-ра, F_i — свободная энергия i-го конформера с учётом не только разности энергий конформаций $\Delta\mathcal{E}_i$, но и энтропийного вклада. На рис. представлена зависимость энергии $\mathcal{E}$ от угла вращения φ молекулы н-бутана. Энергия транс-конформера на 2,5 кДж/моль ниже, чем гош-конформера, т. е. транс-конформер более стабилен и на его долю при 300 К



Зависимость потенциальной энергии внутреннего вращения молекулы н-бутана от угла вращения φ вокруг центральной связи C—C.

приходится ~60% (с учётом двукратного вырождения гош-конформера).

Седловые точки энергетич. поверхности, т. е. точки, в к-рых собств. значения матрицы вторых производных энергии по независимым координатам все положительны, кроме одного (в отличие от минимумов, где все собств. значения этой матрицы положительны), соответствуют т. н. переходным состояниям, лежащим на пути перехода из одной конформации в другую. Энергию активации конформац. переходов (энергию, соответствующую седловым точкам) можно измерить с помощью разл. физ. методов, напр. из температурной зависимости спектров ЯМР. Однако изучение структуры переходных состояний недоступно эксперим. методам, и они могут быть лишь рассчитаны методами, основанными на моделировании энергетич. поверхности, наиболее строгим и корректным из к-рых является расчёт методом Хартри — Фока с поправкой на корреляц. эффекты, осуществляемый на ЭВМ. Он требует большого машинного времени, поэтому распространение получили полуэмпирич. методы *квантовой химии*, а также метод атом-атомных потенциальных ф-ций (см. *Межатомное взаимодействие*). Перечисленные методы расчёта в сочетании с рядом матем. приёмов позволяют найти координаты равновесных конформаций во всём конформац. пространстве молекулы и локализовать седловые точки.

Изучением потенциальной поверхности молекул и взаимопревращений конформеров с помощью разл. теоретич. и эксперим. методов занимается к о н ф о р м а ц. а н а л и з. Осн. задачи эксперим. конформац. анализа — определение разности энергий конформеров и барьеров конформац. переходов, в частности барьеров внутр. вращения. Для решения этих задач применяются методы ИК-спектроскопии, комбинац. рассеяния, ЯМР, диэлектрич. измерения (измерения дипольного момента и пр.), измерения энтропии вещества как ф-ции темп-ры, газовая электронография, поглощение УЗ.

Знание К. м. и потенциальной поверхности важно для понимания и предсказания свойств молекул. Если полную энергию молекулы разложить в ряд Тейлора по независимым координатам

$$\mathcal{E}=\mathcal{E}_0+\sum_{i=1}^{n}\left(\frac{\partial\mathcal{E}}{\partial x_i}\right)_{x_i=x_{0i}}\delta x_i+$$

$$+\frac{1}{2}\sum_{i=1}^{n}\sum_{j=1}^{n}\left(\frac{\partial^2\mathcal{E}}{\partial x_i\,\partial x_j}\right)_{\substack{x_i=x_{0i}\\x_j=x_{0j}}}\delta x_i\,\delta x_j+\ldots, \qquad (*)$$

то первый член правой части определяет термохим. свойства молекул (разности энергий конформеров, барьеры конформац. переходов, энергии образования молекул из атомов), второй — его равновесную геометрию (ибо для равновесной геометрии все $\partial\mathcal{E}/\partial x_i$ равны нулю) и третий — частоты ν_i колебат. спектра в гармонич. приближении. В этом приближении и в предположении о малости колебаний часто́ты ν_i определяются из векового ур-ния

$$|GF - 4\pi^2\nu_i^2 I| = 0,$$

где G — кинематич. матрица, зависящая от геометрии молекулы и масс ядер, F — матрица силовых коэф., I — единичная матрица. Высшие члены разложения (*) связаны с ангармонизмом *колебаний молекул*. Макромолекулы в растворе имеют обычно множество конформаций, а в кристалле — единственную конформацию или их ограниченный набор. Так, молекула полиэтилена $(-CH_2-)_n$ (n — степень полимеризации) в растворе представляет собой статистич. клубок, в к-ром кол-во транс- и гош-конформаций связей С—С определяется больцмановским распределением (разность энергий транс- и гош-конформеров в полиэтилене примерно такая же, как и в н-бутане). Конформации макромолекул в растворе характеризуют не детальной геометрией, а среднестатистич. величинами — ср. квадратом расстояния между концами цепи, ср. квадратом радиуса инерции и пр., а также ф-циями распределения этих величин. В кристалле молекула полиэтилена находится в конформации плоского зигзага: все связи С—С лежат в одной плоскости и каждая повторяющаяся единица существует в транс-форме. Стереорегулярные макромолекулы, повторяющиеся единицы к-рых совершенно одинаковы (виниловые полимеры и пр.), кристаллизуются в спиральных конформациях (см. также *Полимеры*).

Лит.: Бирштейн Т. М., Птицын О. Б., Конформации макромолекул, М., 1964; Конформационный анализ, пер. с англ., М., 1969; Внутреннее вращение молекул, пер. с англ., М., 1977; Дашевский В. Г., Конформационный анализ органических молекул, М., 1982. *В. Г. Дашевский.*

КОНФО́РМНАЯ ИНВАРИА́НТНОСТЬ (от позднелат. conformis — подобный) в теории поля — инвариантность ур-ний релятивистских безмассовых полей, не содержащих размерных параметров, относительно группы конформных преобразований (см. *Конформное отображение*). Собственные конформные преобразования нек-рой области пространства-времени преобразуют элемент квадрата *интервала* $dx^2 \equiv (dx^0)^2 - dx^2$ в $\omega^2(x)dx^2$, где $\omega^2(x) > 0$, т. е. оставляют инвариантным *световой конус* будущего в окрестности пространственно-временной точки $x = (x^0, x)$, а следовательно, сохраняют причинный порядок событий в окрестности этой точки. Конформная группа порождается преобразованиями группы Пуанкаре, растяжениями $x \to \lambda x$, где λ — нек-рый параметр, и спец. конформными преобразованиями

$$x^\mu \longrightarrow (x^\mu + x^2 a^\mu)/(1 + 2ax + a^2x^2), \quad \mu = 0, 1, 2, 3,$$

обладающими особенностью на конусе $(x + a/a^2)^2 = 0$ ($a \equiv a^\mu$ — нек-рый постоянный 4-вектор). Конформные преобразования определены всюду в трубчатой области аналитичности *Уайтмена функций* (см. *Аксиоматическая квантовая теория поля*) комплексного пространства-времени и оставляют её инвариантной. К. и. электродинамики в вакууме была замечена в 1909 Г. Бейтманом (H. Bateman) и Э. Каннингамом (E. Cunningham). П. А. М. Дирак (P. A. M. Dirac, 1936) показал, что по сути все безмассовые поля конформно ковариантны, и разработал явно ковариантный формализм.

Совр. интерес к К. и. в квантовой теории поля (КТП) обусловлен обнаружением *масштабной инвариантности* в *глубоко неупругих процессах* рассеяния лептонов нуклонами и изучением *операторных разложений* билокальных операторов квантовых полей вблизи светового конуса. В КТП К. и. приводит к появлению дополнительного сохраняющегося квантового числа (наряду с энергией, импульсом и моментом импульса) — *аномальной размерности* γ. При этом К. и. однозначно фиксирует вид одночастичных (двухточечных) *Грина функций* квантовых полей и трёхточечных *вершинных частей*. Напр., для скалярного поля $\varphi(x)$ с аномальной размерностью γ ф-ция Грина $\Delta(x)$ и трёхточечная вершинная часть $\Gamma(x_1, x_2, x_3)$ имеют вид

$$\Delta(x) = (x^2 + i0)^{-1-\gamma},$$

$$\Gamma(x_1, x_2, x_3) = g\,\frac{1}{(x_{12}^2 x_{13}^2 x_{23}^2)^{(3-\gamma)/2}},$$

где $x_{jk}^2 = (x_j - x_k)^2 + i0$, добавка $i0$ задаёт правила обхода сингулярностей, g — *константа взаимодействия*. Построенные из этих элементов «скелетные» *Фейнмана диаграммы* (т. е. диаграммы, не содержащие внутренних собственно энергетических и трёхточечных вершинных частей) не имеют *ультрафиолетовых расходимостей*. Условия самосогласованности конформной КТП позволяют в принципе определить величину аномальной размерности γ и константу g. Однако эта программа самосогласования пока не выполнена.

Конформная КТП является пределом КТП в области, где все импульсы много больше масс частиц (в единицах $\hbar = c = 1$), при условии, что *эффективный заряд* стремится с ростом импульсов к пост. значению.

Лит.: Mack G., Todorov I. T., Conformal-invariant Green functions without ultraviolet divergences, «Phys. Rev.», 1973, v. D 8, p. 1764; Джэкив Р., Знакомьтесь с масштабной симметрией, пер. с англ., «УФН», 1973, т. 109, с. 743; Todorov I. T., Mintchev M. C., Petkova V. B., Conformal invariance in quantum field theory, Scuola Normale Superiore, Pisa, 1978. *И. Т. Тодоров.*

КОНФО́РМНОЕ ОТОБРАЖЕ́НИЕ — взаимно однозначное отображение областей n-мерного евклидова пространства, сохраняющее углы между кривыми. К. о. в каждой точке обладает свойством постоянства растяжений по разл. направлениям. При $n \geqslant 3$ любое (гладкое) К. о. является суперпозицией вращения, растяжения, сдвига и спец. К. о. «инверсии»: $x_i \to (x_i - x_i^0)/\left(\sum_{i=1}^{n}(x_i - x_i^0)^2\right)$, $i = 1, \ldots, n$, где $x^0 = (x_1^0, \ldots, x_n^0)$ — нек-рая фиксированная точка n-мерного пространства. Совокупность этих преобразований образует $(n+1)(n+2)/2$-параметрич. конформную группу.

При $n = 2$ множество К. о. разнообразнее. В этом случае двумерную плоскость $\mathbb{R}^2$ удобно реализовать как пространство $\mathbb{C}$ комплексных чисел $z = x + iy$. Добавляя к $\mathbb{C}$ бесконечно удалённую точку, рассматривают также К. о. областей расширенной комплексной плоскости $\bar{\mathbb{C}}$. Отображение области D на область D^* расширенной комплексной плоскости $\bar{\mathbb{C}}$ конформно тогда и только тогда, когда оно либо задаётся нек-рой *аналитической функцией* $f(z)$, определённой и однолистной в D, и такой, что $D^* = f(D)$, либо является суперпозицией описанного преобразования и комплексного сопряжения. В первом случае К. о. сохраняет не только величины углов, но и их знаки; во-втором — знаки углов меняются на противоположные. Любые две односвязные области D и D^* в $\bar{\mathbb{C}}$, границы к-рых состоят из более чем одной точки, конформно эквивалентны. При этом для произвольных точек z_0 из D и z_0^* из D^* и произвольного вещественного числа θ существует одна и только одна аналитич. и однолистная в D ф-ция $f(z)$, такая, что $f(D) = D^*$, $f(z_0) = z_0^*$, $\arg f'(z_0) = \theta$ (теорема Римана).

К. о. двумерных областей переводит всякое решение *Лапласа уравнения* снова в решение ур-ния Лапласа. Другими словами, если $\psi(u, v)$ — гармонич. ф-ция в области D^*, а ф-ция $f(z) = u(x, y) + iv(x, y)$ конформно отображает область D на D^*, то ф-ция $\psi[u(x, y), v(x, y)]$ есть гармонич. ф-ция в области D. Этим обусловлено применение К. о. в задачах электростатики, гидро- и аэродинамики и др.

Примеры. 1) Дробно-линейное преобразование $f(z)=(az+b)/(cz+d)$, $ad-bc\neq 0$ конформно отображает расширенную комплексную плоскость $\bar{\mathbb{C}}$ на себя. При этом всякая окружность переходит снова в окружность (считается, что прямая есть окружность бесконечного радиуса, проходящая через бесконечно удалённую точку). Тем самым дробно-линейное преобразование конформно отображает внутренность любого круга на внутренность или внешность нек-рого другого круга. Точки z и z^* наз. сопряжёнными к окружности Г, не являющейся прямой, если они лежат на одном луче, исходящем из центра окружности, и произведение их расстояний от центра равно квадрату радиуса. Если Г — прямая, то точки z и z^* наз. сопряжёнными, если одна из них переходит в другую при отражении относительно Г. Всякое дробно-линейное преобразование переводит точки z и z^*, сопряжённые относительно Г, в точки $f(z)$ и $f(z^*)$, сопряжённые относительно $f(\Gamma)$. Последнее свойство весьма полезно при выборе конкретных дробно-линейных преобразований.

2) Степенная функция $f(z)=z^\alpha$, где α — положительное число, конформно отображает сектор $\varphi_1<\arg z<\varphi_2$ в сектор $\alpha\varphi_1<\arg z<\alpha\varphi_2$, если $-\pi\leqslant\varphi_1<\varphi_2\leqslant\pi$ и $\alpha(\varphi_2-\varphi_1)\leqslant 2\pi$. При нарушении последнего неравенства ф-ция $f(z)$ перестаёт быть однолистной в секторе $\varphi_1<\arg z<\varphi_2$.

3) Показательная ф-ция $f(z)=e^z$ конформно отображает полосу $0<\mathrm{Im}\, z<2\pi$ в единичный круг с разрезом вдоль вещественной положит. полуоси. При этом прямая $\mathrm{Im}\, z=\varphi$ переходит в луч $\arg z=\varphi$.

4) Функция Жуковского $f(z)=\frac{1}{2}(z+1/z)$ конформно отображает внешность единичного круга на внешность отрезка $[-1, 1]$ вещественной оси. При этом окружность $|z|=r$ переходит в эллипс с полуосями $\frac{1}{2}(r+1/r)$ и $\frac{1}{2}(r-1/r)$ и с фокусами в точках ± 1.

5) Формула Кристоффеля — Шварца даёт интегральное представление ф-ции $f(z)$, отображающей верх. полуплоскость $\mathrm{Im}\, z>0$ на внутренность многоугольника с вершинами A_k и углами при вершинах $\pi\alpha_k$ $(k=1, 2, \ldots, n)$:

$$f(z)=C\int_{z_0}^{z} dt\prod_{k=1}^{n}(t-a_k)^{\alpha_k-1}+C_1,$$

где C, C_1 — комплексные постоянные, a_k — действит. числа, $a_k=f^{-1}(A_k)$, $(t-a_k)^{\alpha_k-1}$ — однозначные при $\mathrm{Im}\, t>0$ ветви ф-ций, положительные при $t>a_k$; $z_0<a_1$, и точка $f(z_0)=C_1$ лежит на отрезке A_nA_1. Тройку чисел из a_k можно задавать произвольно, остальные постоянные определяются однозначно. Эта ф-ла справедлива и для многоугольников, у к-рых одна или неск. вершин лежат в бесконечно удалённой точке.

Лит. см. при ст. *Аналитическая функция.*

Б. И. Завьялов.

КОНФУ́ЗОР (от лат. confundo — вливаю) — участок проточного канала в виде суживающейся трубы обычно круглого или прямоугольного сечения. В случае, когда в К. поступает поток жидкости или газа со скоростью, меньшей местной скорости звука, давление при переходе от широкого входного к узкому выходному сечению падает, а скорость и, следовательно, кинетич. энергия потока возрастают, т. е. течение имеет характер, обратный течению в *диффузоре*. При дозвуковых скоростях течения К.— то же, что *сопло*. Если скорость течения на входе в К. превышает местную скорость звука, в К. происходит торможение потока, к-рое может приводить к образованию *ударных волн*.

КОНЦЕНТРА́ТОР акустический — устройство для увеличения интенсивности УЗ (амплитуды колебат. смещения частиц). По принципу действия различны два типа К.: фокусирующие, или высокочастотные, и стержневые, или низкочастотные.

Фокусирующие К. увеличивают интенсивность звука в нек-рой части пространства по сравнению с интенсивностью у поверхности УЗ-излучателя. Действие их основано на *фокусировке звука*, поэтому в них могут быть применены любые фокусирующие устройства — *линзы акустические*, рефлекторы и др.

Наиб. распространены К., в к-рых использованы фокусирующие эл.-акустич. преобразователи. По форме такие преобразователи представляют собой часть сферич. или цилиндрич. оболочки, иногда — полый цилиндр, работающие на резонансной частоте колебаний по толщине, составляющей от неск. сотен кГц до неск. МГц. Применяются также цилиндрич. К., работающие в диапазоне частот от единиц до десятков кГц на резонансной частоте радиальных колебаний. Интенсивность звука в фокальной области фокусирующих преобразователей сферич. формы достигает неск. кВт/см². Излучатели цилиндрич. формы создают меньшую концентрацию энергии, однако имеют бо́льшую фокальную область, вытянутую вдоль оси.

Стержневой К. служит для увеличения амплитуды колебат. смещения частиц (колебат. скорости частиц) в низкочастотном УЗ-диапазоне; представляет собой твёрдый стержень перем. сечения или перем. плотности, присоединяемый к излучателю более широким концом или частью с большей плотностью материала. Увеличение амплитуды смещения тем больше, чем больше различие диаметров или плотностей противоположных торцов стержня. Такие К. применяются в УЗ-технологии и являются составной частью колебат. УЗ-систем, работающих в диапазоне частот от 18 до 100 кГц. Стержневой К. можно рассматривать как акустич. волновод, в к-ром распространяется одна нулевая мода колебаний, характеризуемая пост. амплитудой по сечению. Макс. линейный размер широкого конца концентратора D должен быть меньше $\lambda/2$ (где λ — длина волны в материале концентратора). Работают К. обычно на резонансной частоте, поэтому длина концентратора l должна быть резонансной, т. е. кратна целому числу полуволн: $l=n\lambda/2$, где $n=1, 2, 3, \ldots$ При заданной частоте λ зависит от формы К. вследствие *дисперсии звука* в волноводах с перем. сечением.

К. с перем. плотностью обычно изготавливают в виде двух соединённых между собой стержней из разных материалов длиной $\lambda/4$ с одинаковым поперечным сечением.

К. классифицируют по форме продольного сечения (рис. 1), по форме поперечного сечения (круглый, клинообразный и др.), по кол-ву элементов с разл. профилем продольного сечения (простой, составной — рис. 2), по форме ср. линии (прямолинейный, изогнутый), по типу колебаний К. (продольные, сдвиговые, крутильные).

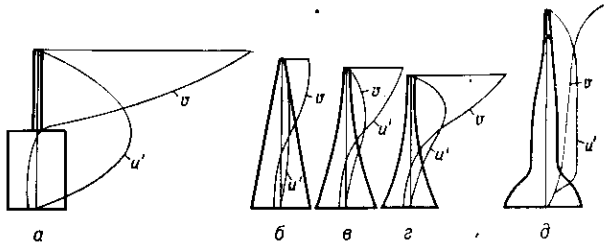


Рис. 1. Сечения круглых простых одноступенчатых концентраторов продольных колебаний: *а* — ступенчатый, *б* — конический, *в* — экспоненциальный, *г* — катеноидальный, *д* — гауссов (ампульный); кривые показывают распределение амплитуды колебательной скорости v и деформации u по длине концентратора.

Коэф. усиления стержневого К. $K=\xi_l/\xi_0$, где ξ_l и ξ_0 — амплитуды смещения соответственно на его узком и широком концах. При гармонич. колебаниях с круговой частотой ω амплитуда колебат. скорости

$v=\omega\xi$ и, следовательно, $K=v_l/v_0$. Для ступенчатого К. $K=N^2$, где $N=R_l/R_0$, а R_l и R_0 — радиусы узкого (выходного) и широкого (входного) торцов соответственно. Для экспоненциального К. $K=N$, для катеноидального $K=N/|\cos(2\pi l/\lambda)|$, для конического $K<N$, и всегда $K<4{,}6$. Макс. амплитуда колебат. скорости $v_{макс}$, получаемая на узком конце стержневого К., зависит от свойства его материала — разрушающего усталостного напряжения F — и волнового сопротивления ρc (где ρ — плотность, c — скорость звука), а также от безразмерной ф-ции Ф, зависящей только от формы К.: $v_{макс}=\Phi F/\rho c$.

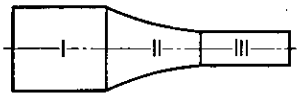


Рис. 2. Составной концентратор: I — цилиндр большого диаметра; II — отрезок стержня конической или экспоненциальной формы; III — цилиндр малого диаметра.

Лит.: Розенберг Л. Д., Фокусирующие излучатели ультразвука, в кн.: Источники мощного ультразвука, М., 1967; Физическая акустика, под ред. У. Мэзона, пер. с англ., т. 1, ч. Б, М., 1967, гл. 6; Каневский И. Н., Фокусировка звуковых и ультразвуковых волн, М., 1977. *И. Н. Каневский.*

КОНЦЕНТРА́ЦИЯ (от новолат. concentratio — сосредоточение) — величина, определяющая отношение кол-ва компонента (числа атомов или молекул, массы, числа молей) к объёму всей системы (двух- или многокомпонентного вещества — сплава, раствора, хим. соединения, механич. смеси и т. п.). Т. о., существует три вида К.: К. молекул, массовая К. и молярная К. К. — размерная величина, выражается в $см^{-3}$, $л^{-1}$, $г/см^3$, моль/л и т. д.

К понятию К. ранее относили также массовую, объёмную и молярную доли — отношения соответствующих кол-в компонента к общему кол-ву вещества в тех же единицах измерения. Доля — величина безразмерная, она часто выражается в процентах. В физике иногда употребляют понятия поверхностной и линейной К. атомов (или молекул) — число частиц, приходящееся на единицу площади или длины исследуемого объекта. К понятию К. близко примыкают массовое отношение, объёмное отношение и молярность — отношения массы, объёма и кол-ва в-ва в молях компонента к кол-ву остальной части системы в соответствующих единицах.

Важность определения К. обусловлена гл. обр. зависимостью от неё большинства физ., хим., биол. и др. характеристик изучаемых объектов, к-рая, в свою очередь, позволяет измерять К. Совокупность методов определения К. составляет предмет хим. анализа. Совр. методы определения К. включают в себя хим., физ.-хим. и физ. методы. Необходимость повышения чувствительности, точности, быстродействия и др. характеристик анализа стимулирует развитие аналитич. приборостроения, эталонов и метрологич. систем. Возможности измерений К. в разл. уникальных и экзотич. объектах позволили обнаружить органич. молекулы в межпланетном пространстве, производить исследования состава планет, др. космич. объектов, биол. среды, высокотемпературной плазмы смеси инертных газов и т. д. Задачи совр. микроэлектроники привели к разработке методов измерения поверхностных концентраций до 10^9 $ат/см^2$, к лазерному обнаружению единичных атомов и молекул (см. *Лазерная спектроскопия*). *Ю. Н. Любитов.*

КОНЦЕНТРА́ЦИЯ НАПРЯЖЕ́НИЙ в теории упругости — сосредоточение больших напряжений на малых участках, прилегающих к местам с разл. рода изменением формы поверхности или сечения деформированного тела. Факторами, обусловливающими К. н. (т. н. концентраторами напряжений), являются отверстия, полости, трещины, выточки, надрезы, углы, выступы, острые края, резьба, а также разл. неровности поверхности (риски, царапины, метки, сварные швы и т. п.). Для распределения напряжений σ в зоне концентрации характерно резкое изменение напряжённого состояния, сопровождаемое быстрым затуханием напряжений при удалении от этой зоны (рис. 1, *а*).

При растяжении широкого образца толщиной h с двусторонней выточкой, имеющей форму гиперболы

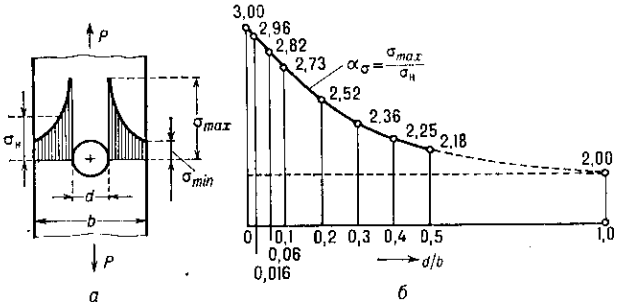


Рис. 1. Концентрация напряжений при растяжении полосы шириной b с круговым отверстием диаметра d силой P.

(рис. 2), наибольшие напряжения $\sigma_{макс}$ будут на контуре выточки в её вершине. Для различных a/ρ в вершине выточки

$$\sigma_{макс}=p\,\frac{2\,(a/\rho+1)\sqrt{a/\rho}}{(a/\rho+1)\,\mathrm{arctg}\sqrt{a/\rho}+\sqrt{a/\rho}} \qquad (1)$$

(где a — $^1/_2$ширины образца между выточками, ρ — радиус кривизны выточки, $p=P/2ah$ — т. н. номинальное напряжение, равное среднему нормальному растягивающему напряжению P по наиб. узкому поперечному сечению образца). Из ф-лы (1) видно, что $\sigma_{макс}=2{,}65\,p$ при $a/\rho=4$. По мере удаления от контура выточки $\sigma_{макс}$ быстро затухают и очень скоро становятся значительно меньше p, а при уменьшении ρ быстро возрастают. Чем больше макс. напряжение в месте концентрации по сравнению с p, тем резче наблюдается затухание напряжений при удалении от наиб. напряжённой зоны; это особенно резко проявляется в случае пространственного напряжённого состояния. Свойством быстрого затухания напряжений возле концентратора можно воспользоваться для уменьшения наиб. напряжения, имеющегося в соседстве с данным концентратором, путём устройства дополнительного нового концентратора напряжений. Этим часто пользуются для разгрузки напряжённого состояния в детали и для получения более равномерного напряжённого состояния с плавным его изменением.

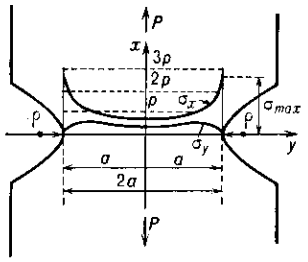


Рис. 2. Концентрация напряжений при растяжении полосы с двумя симметричными гиперболическими выточками.

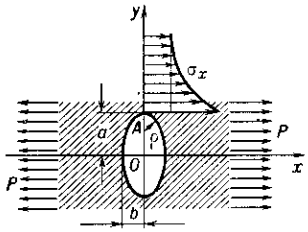


Рис. 3. Концентрация напряжений возле эллиптического отверстия в неограниченной ортотропной пластинке.

Количественной оценкой К. н. служат коэф. К. н.

$$\alpha_\sigma=\sigma_{макс}/\sigma_н,\quad \alpha_\tau=\tau_{макс}/\tau_н, \qquad (2)$$

где $\sigma_н$ и $\tau_н$ — номинальные напряжения. На рис. 1 (*б*) приведены α_σ в плоском образце с круговым отверстием для разл. отношений d/b.

Анизотропия упругих свойств материала оказывает сильное влияние на величину α_σ лишь в небольшой области вблизи концентратора, а по мере удаления от

концентратора напряжений α_σ быстро затухает, как и в случае изотропной среды. Так, напр., α_σ в точке A (рис. 3) эллиптич. отверстия, находящегося в неогранич. ортотропной пластинке, характеризуемой упругими константами β_1 и β_2, определяется по ф-ле

$$\alpha_\sigma = \sigma_{макс}/p - 1 + (\beta_1 + \beta_2)\sqrt{a/\rho}. \quad (3)$$

Для изотропной среды $\beta_1=\beta_2=1$ и

$$\alpha_\sigma = 1 + 2\sqrt{a/\rho}. \quad (4)$$

Из (3) и (4) следует, что в случае малых отверстий номинальным напряжением $\sigma_н$ будут напряжения p в соответствующей точке неослабленной пластинки, находящейся под действием той же системы внеш. усилий, что и ослабленная данным отверстием пластинка.

Различают теоретический коэф. К. н., определяемый методами классич. теории упругости [ф-лы (1), (3)], и техн. коэф. К. н., учитывающий структуру и пластич. свойства материала. Коэф. К. н. зависит гл. обр. от радиуса кривизны поверхности концентратора в окрестности точки с наиб. напряжением; при неогранич. уменьшении радиуса кривизны теоретич. коэф. К. н. неограниченно возрастает, что не подтверждается экспериментально. Поэтому при малых ρ величина α_σ условная, т. к. в зоне К. н. перемещения не являются малыми, и при сравнимых с величиной кристалла (для кристаллич. материалов) теряет силу основное допущение теории упругости — гипотеза идеальной сплошности среды. Эксперименты по определению предела выносливости образцов с выточками показывают, что существует предельное значение ρ для выточек, после уменьшения к-рого не наблюдается уменьшения предела выносливости образца. Так, для мягкой стали таким радиусом будет $\rho \approx 0{,}5$ мм, для алюминия $\rho \approx \approx 0{,}1-0{,}15$ мм. Техн. коэф. К. н. определяется экспериментально и всегда остаётся ограниченным.

К. н. часто является причиной возникновения и развития усталостных трещин, а также статич. разрушения деталей из хрупких материалов. Внесение концентратора напряжений вызывает также снижение предела усталости образца и смещение кривой усталости. Отношение предела усталости образца без К. н. (σ_{-1} или τ_{-1}) к пределу усталости образца с К. н. (σ_{-1k} или τ_{-1k}), имеющего такие же абсолютные размеры сечений, как и первый, наз. эффективным коэф. К. н. (k_σ или k_τ): $k_\sigma = \sigma_{-1}/\sigma_{-1k}$; $k_\tau = \tau_{-1}/\tau_{-1k}$. Коэф. k_σ и k_τ обычно меньше, чем теоретич. коэф. α_σ и α_τ. Для количественной оценки этой разницы вводятся коэффициенты чувствительности материала к К. н.: $q_\sigma = (k_\sigma - 1)/(\alpha_\sigma - 1)$; $q_\tau = (k_\tau - 1)/(\alpha_\tau - 1)$. Чувствительность детали к К. н. зависит прежде всего от свойств материала, из к-рого она изготовлена.

Большинство решений о распределении напряжений в местах концентрации относится к плоским задачам теории упругости и пластичности или получено на основе упрощающих гипотез теории пластин и оболочек. Поэтому К. н. изучается в основном экспериментально (методом фотоупругости, тензометрирования и др.). В последние годы исследован ряд пространственных задач К. н. методом «замораживания» деформаций (см. *Поляризационно-оптический метод*). Для уменьшения или устранения К. н. применяются разгружающие надрезы, усиления края отверстий и вырезов рёбрами жёсткости, накладками и др., а также упрочнение материала в зоне К. н. разл. способами технол. обработки.

Лит.: Нейбер Г., Концентрация напряжений, пер. с нем., М.— Л., 1947; Савин Г. Н., Распределение напряжений около отверстий, К., 1968; Серенсен С. В., Сопротивление материалов усталостному и хрупкому разрушению, М., 1975; Методы расчета оболочек, т. 1 — Теория тонких оболочек, ослабленных отверстиями, К., 1980.

Г. Н. Савин, В. И. Савченко.

КООПЕРАТИВНАЯ ЛЮМИНЕСЦЕ́НЦИЯ — *люминесценция*, возникающая при передаче энергии от двух или более центров, поглотивших кванты возбуждающего оптич. излучения, одному *центру люминесценции*. К. л. является одним из видов *антистоксовой люминесценции* и позволяет преобразовывать более длинноволновое (обычно ИК) излучение в более коротковолновое (напр., в видимый свет). Она обнаружена экспериментально П. П. Феофиловым и В. В. Овсянкиным (1966) и одновременно и независимо Ф. Озелем (Ph. Auselle) (на разл. кристаллах с трёхвалентными редкоземельными ионами).

К. л. наблюдается при оптич. возбуждении особых, т. н. кооперативных, люминофоров. Специально подобранные пары редкоземельных ионов (Yb^{3+} и Er^{3+}; Yb^{3+} и Ho^{3+}; Yb^{3+} и Tm^{3+}; Yb^{3+} и Tb^{3+} и др.), один из к-рых служит сенсибилизатором (обычно Yb^{3+}), а другой — активатором, внедряются в кристаллич. матрицы и стёкла. При возбуждении люминофора ИК-излучением в ближней ИК-области спектра (узкие полосы с длиной волны $0{,}9 \div 1{,}1$ мкм и $1{,}4 \div 1{,}6$ мкм) возникает свечение в красной, зелёной и даже синей областях спектра. К. л. (менее эффективная) наблюдается и в отсутствие ионов сенсибилизатора.

Перенос энергии от одного или более возбуждённых оптич. центров к аккумулирующему центру осуществляется путём резонансной *миграции энергии*. Увеличение интенсивности возбуждения обычно приводит к росту эффективности К. л. η, типичные значения к-рой достигают 0,1—1% (для лучших совр. кооперативных люминофоров YOCl: Yb^{3+}, Er^{3+} и $NaYF_4$: Yb^{3+}, Er^{3+}) при плотности возбуждения $I \simeq$ Вт/см^2. Однако при более высоких I величина η стремится к предельным значениям, составляющим 10—20%.

Эти нелинейные свойства К. л. хорошо описываются кинетич. ур-ниями детального баланса для концентраций возбуждённых ионов с учётом вероятностей разл. процессов их возбуждения и релаксации. Взаимосвязь вероятностей прямых и обратных процессов (напр., коэф. поглощения возбуждающего излучения и времён жизни возбуждённых состояний) принципиально ограничивают величину η. Дополнит. потери энергии возникают из-за внутрицентровой многофононной релаксации, приводящей к существ. уменьшению энергии квантов свечения по сравнению с удвоенной (или утроенной) энергией квантов возбуждающего излучения. Сложная система уровней энергии редкоземельных ионов и участие фононов решётки в процессе переноса электронного возбуждения приводят к сосуществованию разл. каналов кооперации и релаксации электронных возбуждений, относит. вклад каждого из них сильно зависит от параметров решётки, концентрации рабочих ионов и темп-ры, поэтому детальное объяснение механизма К. л. встречает существ. трудности.

Кинетика послесвечения (в т. ч. нач. разгорание свечения после прекращения возбуждения), сверхлинейная зависимость яркости свечения от концентрации рабочих ионов (при малых её значениях), а также тонкая структура спектров возбуждения позволяют однозначно отделить К. л. от рассмотренного (1959) Н. Бломбергеном (N. Blombergen) и независимо Дж. Вебером (J. Weber) менее эффективного процесса последоват. поглощения неск. квантов в одном и том же центре свечения (квантовые счётчики). Вместе с тем возможны разл. механизмы К. л., а именно: последовательная сенсибилизация, т. е. последовательный перенос энергии от двух или более оптич. центров (обычно ионов сенсибилизатора) к иону активатора; кооперативная сенсибилизация, т. е. одноврем. передача энергии от двух или более центров одному центру; кооперативное испускание одного кванта двумя или более ионами (напр., двумя ионами Yb^{3+}), к-рые с учётом их взаимодействия образуют единую квантовомеханич. систему. Все три механизма наблюдаются на опыте, но макс. эффективность преобразования обеспечивают лишь люминофоры с последовательной сенсибилиза-

цией. Иногда под К. л. подразумевают только люминесценцию, идущую по третьему механизму.

Слои из поликристаллич. кооперативных люминофоров используют для изготовления светодиодов с видимым свечением на основе GaAs : Si диодов с высокой эффективностью ИК-излучения (в области 0,9÷1,0 мкм), а также для приготовления экранов, визуализирующих поля излучения нек-рых ИК-лазеров (в т. ч. ИАГ: Nd^{3+}).

Лит.: Чукова Ю. П., Антистоксова люминесценция и новые возможности ее применения, М., 1980.

Ю. П. Тимофеев.

КООПЕРАТИ́ВНЫЕ ЯВЛЕ́НИЯ — явления в многочастичной системе, связанные с когерентным (согласованным) взаимодействием большого числа частиц (иначе говоря, с развитыми многочастичными корреляциями). Простейший пример К. я.— гидродинамич. движения (звук, теплопроводность и т. п.). Такие движения связаны с локальными изменениями термодинамич. характеристик (плотности, давления и т. д.), а также скорости и имеют достаточно большие пространств. и временны́е масштабы (необходимые для установления локального равновесия). К. я. происходят как в равновесных физ. системах, так и в системах разл. природы (физ., хим., биол. и т. п.), находящихся вдали от термодинамич. равновесия.

Равновесные кооперативные явления можно разделить на две группы: *критические явления*, связанные с разл. *фазовыми переходами*, и когерентные явления, связанные с установившейся макроскопич. упорядоченностью. Примером первого типа К. я. служит аномалия теплоёмкости вблизи λ-точки ^{4}He, примером второго типа — отсутствие вязкости (*сверхтекучесть*) ^{4}He при темп-рах ниже λ-точки. Сверхтекучесть, как и сверхпроводимость, представляет собой пример квантовых К. я., при к-рых квантовая когерентность проявляется в макроскопич. масштабах. К такого же рода явлениям относится и неустойчивость Пайерлса — Фрёлиха, наблюдаемая в ряде квазиодномерных металлич. и органич. соединений и приводящая к появлению пространств. модуляции электронной плотности (т. н. *волны зарядовой плотности*). Причиной неустойчивости Пайерлса — Фрёлиха является, как и в случае сверхпроводимости, электрон-фононное взаимодействие. Хорошо известные примеры К. я.— ферромагнетизм и антиферромагнетизм — явления, связанные с установлением дальнего магн. порядка того или иного типа. Когерентные явления в упорядоч. фазах вещества, как правило, можно описать в терминах слабо взаимодействующих квазичастиц (фононов и ротонов в сверхтекучем ^{4}He, спиновых волн в магнетиках и т. п.). Критич. явления при фазовых переходах 2-го рода не допускают такого описания, они связаны с интенсивным взаимодействием большого кол-ва флуктуирующих степеней свободы.

Неравновесные кооперативные явления имеют место в открытых системах, далёких от термодинамич. равновесия, их существование связано с диссипацией энергии. Нек-рые из них обусловлены возникновением в неравновесной системе макроскопич. пространств. когерентности (*диссипативной структуры*); они в значит. степени аналогичны равновесным К. я. при термодинамич. фазовых переходах. К ним относятся: когерентное излучение лазера (пример квантового неравновесного К. я.), неустойчивость Рэлея — Бенара, возникающая в нагреваемом снизу слое жидкости, образование пространственно неоднородных структур при нек-рых хим. реакциях, а также в процессе морфогенеза (см. также *Неравновесные фазовые переходы*). Успешное описание процессов в лазере вблизи порога генерации в терминах *Ландау теории* фазовых переходов 2-го рода положило начало построению единого подхода к неравновесным К. я., составляющего предмет нового научного направления — *синергетики*. Общая идея такого подхода состоит в следующем: при достаточно высокой степени неравновесности (мощности накачки в лазере, температурном градиенте в неустойчивости Рэлея — Бенара) тривиальное (бесструктурное) состояние системы становится неустойчивым по отношению к малым флуктуациям; анализ динамич. ур-ний в линейном приближении позволяет определить те моды (степени свободы), к-рые первыми теряют устойчивость; вблизи порога неустойчивости эти (критич.) моды релаксируют наиб. медленно, что даёт возможность исключить из динамич. ур-ний остальные (некритич.) моды и получить эфф. нелинейные ур-ния для амплитуд критич. мод (*параметров порядка*). В тех случаях, когда критич. моды обладают лишь пространственной (но не временно́й) структурой (как во всех приведённых примерах), ур-ния для параметров порядка аналогичны ур-ниям теории Ландау. Это позволяет определить функционалы распределения вероятностей разл. состояний системы, формально сходные с распределением Гиббса.

Ряд важных неравновесных К. я. связан с появлением временны́х (или пространственно-временны́х) структур, напр.: осцилляции тока в диоде Ганна, осцилляции плотностей хим. компонентов в реакции Белоусова — Жаботинского и численностей разл. видов животных в экологич. системах, распространение электрич. волн в нервных клетках и т. п. Динамич. ур-ния для параметров порядка таких систем (активных сред) не допускают построения распределений вероятности, сходных с распределением Гиббса. Общего статистич. подхода к описанию активных сред в настоящее время не существует. Один из наиболее интересных типов волновых К. я. в активных средах — *автоволны*.

Особый тип К. я., к-рые нельзя отнести ни к критическим (в обычном смысле), ни к когерентным, представляют явления, связанные с процессами замерзания в стёклах (структурных, спиновых, электрич. и т. п.). Замерзание стёкол, в отличие от обычных фазовых переходов, не приводит к изменению симметрии системы, однако качественно изменяет макроскопич. свойства системы (в частности, структурные стёкла, как и кристаллы, обладают конечным модулем сдвига, что отличает их от жидкостей). Структурные стёкла образуются при быстром охлаждении чистых веществ (напр., SiO_2) или сплавов. Состояние стекла является метастабильным, за очень большое время (порядка сотен лет для SiO_2) стекло кристаллизуется. В этом смысле структурные стёкла не являются равновесными системами, однако они также принципиально отличаются от неравновесных диссипативных структур, существующих за счёт притока энергии извне. Естественно называть происходящие в них процессы квазиравновесными кооперативными явлениями. Кооперативный характер процесса замерзания структурных стёкол проявляется, в частности, в температурной зависимости вязкости η охлаждаемой жидкости при темп-рах T выше точки замерзания T_0, к-рая описывается эмпирич. законом Вугеля — Фулчера: $\eta \sim \exp[\mathcal{E}_0/k(T-T_0)]$. Существование конечной темп-ры замерзания T_0 указывает на кооперативный характер релаксации в стёклах, в отличие от обычных активац. процессов, подчиняющихся закону Аррениуса: $\eta \sim \exp(\mathcal{E}/kT)$.

Спиновые стёкла представляют собой неупорядоч. твёрдые растворы магн. атомов в немагнитных со случайным (зависящим от конкретной реализации раствора) знакоперем. взаимодействием между магн. моментами. Образование к.-л. регулярной структуры в такой системе невозможно. Тем не менее при понижении темп-ры T из-за взаимодействия между спинами процессы спиновой релаксации замедляются, причём для макс. времени релаксации хорошо выполняется закон Вугеля — Фулчера, и при $T<T_0$ возникают ненулевые ср. магн. моменты на отд. атомах (средний по системе момент при этом отсутствует). Наиб. характерной чер-

той состояния спинового стекла является существование в нём очень широкого спектра времён релаксации. Огромные времена релаксации в стёклах соответствуют одноврем. изменениям конфигурации очень большого числа спинов, порядка их полного числа. В этом смысле явления, происходящие в спиновых стёклах, можно назвать суперкооперативными. Электрич. аналогами спиновых стёкол являются неупорядоч. твёрдые растворы, содержащие полярные группы атомов. Электрич. дипольное взаимодействие между полярными группами, будучи знакопеременным, приводит при достаточно низких темп-рах к образованию замерзшей хаотической конфигурации дипольных моментов. Основные свойства спиновых стёкол обнаруживаются и у электрических стёкол.

М. В. Фейгельман.

КООРДИНА́ТНЫЕ ДЕТЕ́КТОРЫ (позиционно-чувствительные детекторы) — детекторы элементарных частиц, ядерных фрагментов, тяжёлых ионов, способные с высокой точностью локализовать отдельные точки их траекторий. С помощью К. д. определяют место прохождения, углы вылета, а по отклонению в магн. поле — импульсы заряж. частиц. К. д. позволяют реконструировать сложную пространств. картину взаимодействия ядерных частиц в веществе, в т. ч. множественного рождения, каскадного размножения, рассеяния и излучения.

Различают трековые (визуальные) К. д. (*Вильсона камера*, диффузионная камера, разрядно-конденсационная камера, *пузырьковая камера*, *искровая камера*, *стримерная камера*, *ядерная фотографическая эмульсия*); годоскопич. К. д., содержащие плотно упакованные *детекторы* малого размера [*ионизационные камеры*, *Гейгера счётчики*, *разрядные трубки*, *стримерные трубки* (дрейфовые), *сцинтилляционные детекторы* и *полупроводниковые детекторы*, приборы с зарядовой связью (*ПЗС-детекторы*)]; многоэлектродные (многопроволочные) К. д. [газовые и жидкостные ионизац. камеры, *пропорциональные камеры*, *дрейфовые камеры* (рис. 1), стриповые полупроводниковые детекторы]. Координаты траекторий частиц определяют по их трекам (следам) в трековых координатных детекторах или по номерам каналов (проволочек), где возникает сигнал.

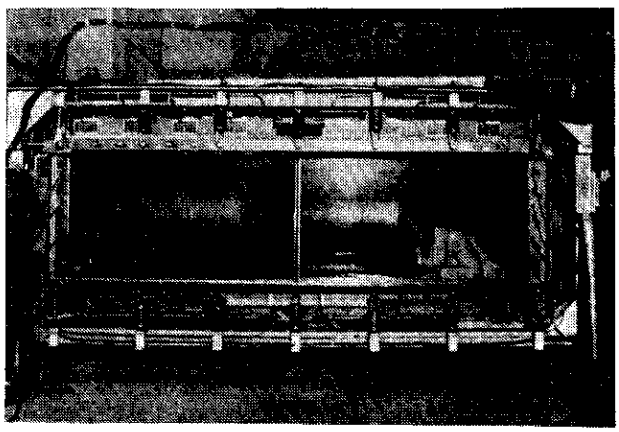
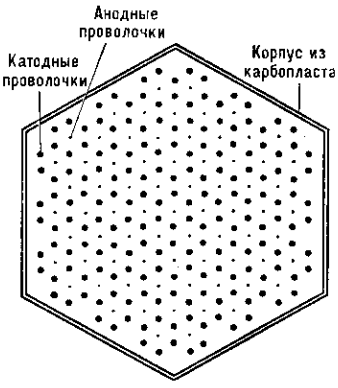


Рис. 1. Пакет плоских дрейфовых камер (размером 3 м × 0,8 м) с $\sigma = 0{,}2$ мм.

Действие К. д. основано на локальном преобразовании малых порций энергии, затраченных частицей на ионизацию и возбуждение атомов вещества, в макроскопич. сигнал, несущий информацию о месте прохождения частицы. Это достигается с помощью лавинообразного усиления в метастабильной рабочей среде трекового К. д. (пересыщенный пар и т. п.) либо за счёт ускоряющего электрич. поля и (или) благодаря внеш. электронному устройству (усилителю, *фотоэлектронному умножителю* и т. п.).

Из-за диффузии электронов и ионов, образованных на пути частицы, их дрейфа в электрич. поле, уширения сгустков ионизации в процессе усиления (или следа в трековом К. д.), а также вследствие дискретной структуры К. д. (рис. 2, *а*) измеренная координата x к.-л. точки траектории частицы отличается на величину Δx от её истинного значения. Среднеквадратичное отклонение значений Δx (рис. 2, *б*) определяет координатное разрешение σ детектора. Как правило, $\sigma \leqslant 1$ мм (табл.).

В ядерной фотоэмульсии, небольших пузырьковых камерах с голографич. регистрацией треков, в стримерных камерах высокого давления, стриповых детекторах и матрицах ПЗС $\sigma = 0{,}5$—25 мкм. Благодаря столь высокому разрешению их используют в качестве т. н. вершинных детекторов при исследовании частиц высоких энергий для получения детальной информации о процессах в «вершине» взаимодействия (см. *Комбинированные системы детекторов*). Варьируя расстояние между электродами, состав вещества, режим (темп-ру, давление, напряжённость электрич. поля, а в управляемых К. д.— амплитуду, длительность и запаздывание управляющего импульса), можно увеличить координатное разрешение. В многопроволочных К. д. этой цели иногда достигают, определяя координаты «центра тяжести» распределения амплитуд сигналов, наведённых на ближайших к месту прохождения частицы сигнальных проволочках. Аналогичный метод используют в годоскопических и многопроволочных лив-



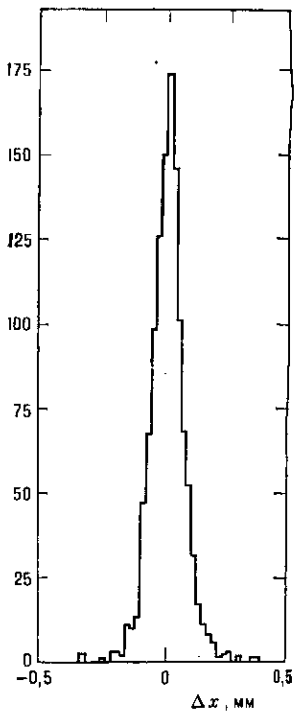


Рис. 2. *а* — Схема шестигранной пропорциональной камеры (длина 0,8 м, $\sigma = 45$ мкм); *б* — распределение результатов координатных измерений.

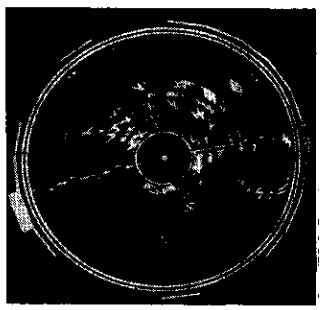


Рис. 3. Двухчастичный распад Z^0-бозона (на экране дисплея ЭВМ), зарегистрированный дрейфовой камерой ускорителя-коллайдера Лаборатории им. Э. Ферми (США).

Координатное разрешение детекторов

		σ, мм		Способ увеличения разрешающей способности
		Обычное	Рекордное	
Трековые	Камера Вильсона	0,3	0,04	Уменьшение запаздывания расширения. Увеличение давления газа
	Пузырьковая камера	0,1	0,008	Уменьшение размера пузырьков. Голографич. регистрация следов
	Искровая камера	0,3	0,03	Повышение давления газа. Понижение темп-ры до −50—−80 °С
	Стримерная камера	0,2	0,025	Лавинный режим работы. Повышение давления. Голографич. регистрация треков
	Ядерная фотоэмульсия	0,001	0,0005	Применение мелкозернистой фотоэмульсии. Уменьшение дисторсии
Годоскопические	Газовые ионизационные камеры	10	—	Сокращение размеров
	Счётчики Гейгера	2	—	Уменьшение диаметра
	Разрядные трубки	3	—	Уменьшение диаметра
	Стримерные (дрейфовые) трубки	0,5	0,1	Улучшение временного разрешения
	Сцинтилляционные счётчики	3	—	Сокращение размеров
	Сцинтилляционные волокна	0,5	0,01	Уменьшение диаметра
	Полупроводниковые детекторы	5	—	Сокращение размеров
	Матрицы ПЗС	0,01	—	Сокращение размера ячейки
Многопроволочные	Жидкостная ионизационная камера	0,1	0,01	Улучшение временного разрешения
	Пропорциональная камера	0,5	0,3	Уменьшение шага сигнальных проволочек. Использование многослойных камер
	Дрейфовая камера	0,2	0,05	Улучшение временного разрешения; повышение давления газа
	Кремниевый стриповый детектор	0,02	0,005	Уменьшение шага электродов

невых спектрометрах (спектрометрах полного поглощения) для определения координат частицы, образующей эл.-магн. или электронно-ядерный ливень. Здесь $\sigma = (3-6)/\sqrt{\mathcal{E}}$ (ГэВ) мм, где $\mathcal{E}$ — энергия частицы (улучшение σ с ростом $\mathcal{E}$ связано с увеличением числа спектрометрич. каналов, используемых для определения координат центра тяжести ливня). Т. к. в каждой плоскости годоскопического или многопроволочного К. д., как правило, определяется только одна координата (x), то для измерения др. координаты (y) соседние параллельные плоскости К. д. поворачивают на 90° относительно друг друга. В тех случаях, когда допустима меньшая точность измерений второй координаты (напр., при измерении импульса частицы по магн. отклонению), её определяют, снимая сигналы с электродов др. полярности, методом деления токов на сигнальной проволочке, по времени распространения сигнала вдоль электрода и т. д.

Информация от многоканальных К. д. передаётся для обработки на ЭВМ и может быть визуализована на экране дисплея (рис. 3). Фильмовая информация с трековых К. д. обрабатывается на просмотровых автоматизированных устройствах. Развиваются и бесфильмовые методы съёма трековой информации на основе передающих телевизионных трубок или матриц ПЗС, объединённых с электронно-оптич. усилителями. При этом различие между трековыми, годоскопическими и многопроволочными К. д. стирается.

К. д. используются в экспериментах на ускорителях (рис. 4), для решения задач ядерной физики и при исследовании космич. излучения. Применение К. д. сделало возможным обнаружение нек-рых элементарных частиц и их распадов. К. д. применяют также в др. исследованиях, связанных с регистрацией частиц: в физике плазмы, в гамма- и нейтринной астрономии, при изучении радиоакт. распада, для целей неразрушающего контроля и в медицине.

Лит.: Kleinknecht K., Particle detectors, «Phys. Repts», 1982, v. 84, № 2, p. 86; Ситар Б., Новые направления в развитии дрейфовых камер, «ЭЧАЯ», 1987, т. 18, в. 5, с. 1080; Труды Международного симпозиума по координатным детекторам в физике высоких энергий, Дубна, 22—25 сентября 1987, Дубна, 1988.

Г. И. Мерзон.

КООРДИНАТЫ АСТРОНОМИЧЕСКИЕ (от лат. co- — приставка, означающая совместность, и ordinatus — упорядоченный, определённый). Большинство координатных систем в астрономии являются сферическими и основываются на понятии небесной сферы. Под небесной сферой понимается сфера произвольного радиуса (обычно условно принимаемого равным единице) с центром, совпадающим с началом (центром) заданной системы отсчёта. В качестве центра системы может быть выбрана любая точка, напр. положение наблюдателя (топоцентрич. система), центр масс Земли (геоцентрическая), барицентр Солнечной системы (барицентрическая или гелиоцентрическая), центр Галактики (галактоцентрич. система) и т. д. Выбор системы координат на небесной сфере фиксируется: избранной точкой (северным полюсом системы); большим кругом L, задаваемым пересечением небесной сферы с плоскостью, перпендикулярной проходящему через полюс диаметру сферы; точкой на L, от к-рой начинается отсчёт дуг вдоль этого круга. В установленной т. о. системе положение объекта определяется двумя угл. координатами: отрезком дуги большого круга, проходящим через объект и полюс системы, и дугой осн. большого круга, заключённой между начальной отсчётной точкой и точкой пересечения с большим кругом, проходящим через объект и полюс. Если не оговорено особо, то первая координата измеряется в градусной мере в обе стороны

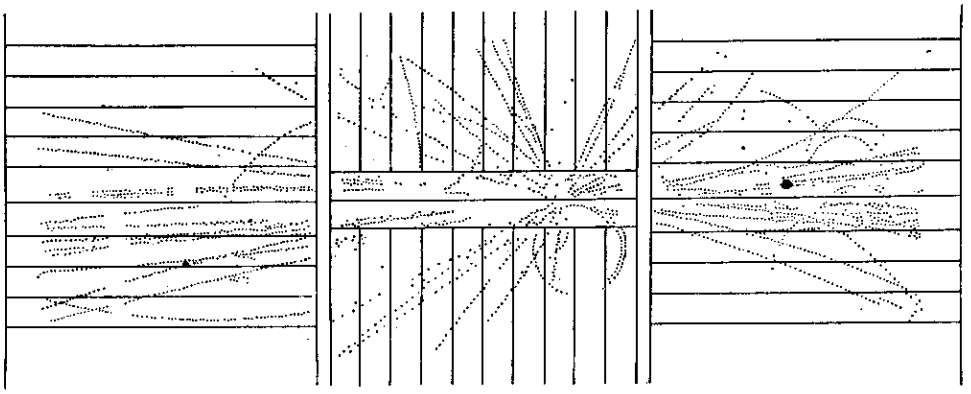


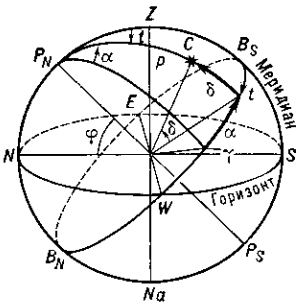
Рис. 4. Многочастичное событие, зарегистрированное многопроволочными дрейфовыми камерами на ускорителе-коллайдере (ЦЕРН).

от осн. большого круга L (т. е. от 0 до $+90°$ в северном полушарии и до $-90°$ — в южном), вторая же координата измеряется в градусной или часовой мере (от 0 до 360° или от 0 до 24 ч). Отсчёт ведётся против часовой стрелки, если смотреть с северного полюса координатной системы.

Наиболее часто применяются следующие системы К. а.

Горизонтальная система. Полюс — точка зенита, осн. круг — линия астр. горизонта, на к-рой фиксируется начало отсчёта (обычно точка юга S). Координатами объекта в горизонтальной системе являются его высота h (или зенитное расстояние $z=90°-h$) и азимут A, отсчитываемый от точки юга вдоль горизонта.

Экваториальная система (рис.). Полюс — с е в е р н ы й п о л ю с м и р а P_N (одна из точек пересечения небесной сферы с прямой, проходящей через её центр и параллельной оси вращения Земли), осн. круг системы — н е б е с н ы й э к в а т о р EB_SWB_N (большой круг небесной сферы, плоскость к-рого перпендикулярна оси вращения Земли). В качестве отсчётной точки фиксируется т о ч к а в е с е н н е г о р а в н о д е н с т в и я γ [одна из точек пересечения небесного экватора с эклиптикой (см. ниже)]. Координаты объекта (C) — склонение δ (или полярное расстояние $p=90°-\delta$) и прямое восхождение α. В другом, часто используемом варианте экваториальной системы второй координатой является часовой угол объекта t — двугранный угол между плоскостью небесного меридиана (P_NZP_SNa) и плоскостью, в к-рой находится круг склонений (т. е. большой круг, проходящий через полюс мира и объект). Часовой угол обычно отсчитывается в часовой мере в обе стороны от южной точки небесного экватора B_S (от 0 до $+12$ ч к западу и до -12 ч к востоку).



Экваториальная система координат: P_N и P_S — северный и южный полюсы мира; φ — широта места наблюдения; Z и Na — зенит и надир; E, S, W и N — точки востока, юга, запада и севера; остальные обозначения см. в тексте.

Эклиптическая система. Полюс — точка пересечения небесной сферы с перпендикуляром к плоскости орбиты Земли (северный полюс эклиптики). Осн. круг — э к л и п т и к а (большой круг небесной сферы, плоскость к-рого параллельна плоскости орбиты Земли). Координаты объекта — эклиптич. широта β и эклиптич. долгота λ, отсчитываемые от точки γ.

Галактическая система. Полюс — точка на небесной сфере, имеющая экваториальные координаты: $\alpha=12$ ч 49 мин, $\delta=27{,}4°$ (направление нормали к плоскости Галактики). Осн. круг системы — пересечение плоскости Галактики с небесной сферой — галактич. экватор. Координаты объектов — галактич. широта b и галактич. долгота l, отсчитываемая от направления на центр Галактики вдоль галактич. экватора в сторону возрастания прямых восхождений.

Точки, определяющие системы, непрерывно перемещаются в пространстве, поэтому для полного описания системы К. а. необходимо указание эпохи (момента времени), к к-рой относятся положения определяющих точек, а также знание законов перемещения этих точек. Для заданного момента времени координаты объекта в разл. системах связаны между собой обычными ф-лами перехода начала и поворота осей, а выбор координатной системы целиком определяется особенностями решаемой задачи и не имеет динамич. значения. Для решения задач астрономии и нек-рых прикладных наук необходимо материальное воплощение координатной сетки на небесной сфере. Такой реализацией системы К. а. является задание положений и собственных движений нек-рой совокупности конкретных объектов. Наблюдая эти объекты одновременно с исследуемым объектом, можно определить его координаты. Осн. требования, предъявляемые практикой к подобной реализации,— хорошее покрытие всего неба объектами с известными координатами, удобство их наблюдений существующими средствами, точная информация о движении этих объектов для сохранения со временем инерциальности и точности воспроизведения координатной системы. Существуют три класса объектов для системы К. а.

Во-первых, это тела Солнечной системы, теория движения большинства к-рых разработана с высокой степенью точности. Недостаток этой системы К. а.— малое кол-во воплощающих её объектов, а также трудности их наблюдений, связанные с наличием у них неравномерно светящегося диска, фазы и т. д.

Во-вторых, звёзды нашей Галактики, положения и собственные движения к-рых задают координатную сетку для любого момента времени. Средние (свободные от прецессионного и нутационного перемещений, см. *Прецессия*, *Нутация*) экваториальные координаты избранных звёзд определяют фундам. систему координат данной эпохи. Она отличается от идеализированной инерционной системы остаточным вращением, обусловленным ошибками определений собственных движений звёзд, а также неточным знанием скорости прецессионного вращения. Фундам. система фиксируется фундам. каталогом. С 1984 в качестве международного стандарта введён Пятый фундам. каталог *FK*. Для учёта вращения фундам. системы относительно идеализированной инерциальной системы необходимо знать постоянную прецессии, значение к-рой можно найти из наблюдений лишь при нек-рых условиях, налагаемых на собственные движения звёзд.

В-третьих — квазары, к-рые можно наблюдать и в оптич., и в радиодиапазонах длин волн. Инерциальная система координат, оси к-рой реализуются направлениями на внегалактич. радиоисточники, а начало координат связано с барицентром Солнечной системы, необходима для задач астрономии и геодинамики. Эта система координат будет основываться на наблюдениях при помощи *радиоинтерферометров* с длинными базами.

Лит.: К у л и к о в К. А., Курс сферической астрономии, 3 изд., М., 1974; П о д о б е д В. В., Н е с т е р о в В. В., Общая астрометрия, 2 изд., М., 1982. *В. В. Нестеров.*

КООРДИНАЦИОННАЯ СВЯЗЬ (донорно-акцепторная связь) — *химическая связь* между атомами и молекулами, обычно не имеющими неспаренных электронов. Одна из частиц при образовании такой связи является донором пары электронов, а другая — акцептором. Акцептором чаще всего служат положительно заряж. ионы, донор же имеет свободную неподелённую пару электронов, к-рая при образовании К. с. становится общей. В координац. соединениях, образованных металлами и лигандами (молекулами, содержащими донорные центры), в качестве доноров обычно выступают эл.-отрицат. атомы N, O, F, Cl и пр. Типично К. с. присутствует в комплексах переходных металлов с аммиаком NH_3, этилендиамином $NH_2CH_2CH_2NH_2$ или диэтилентриамином $NH_2CH_2CH_2NHCH_2CH_2NH_2$. Располагаясь на сфере центр. атома, донорные центры обычно стремятся создать около этого атома октаэдрич. окружение (с атомом металла координируются 6 молекул аммиака, 3 молекулы этилендиамина или 2 молекулы диэтилентриамина).

К. с. между атомами переходных металлов и эл.-отрицат. донорными центрами по существу представ-

ляют собой ковалентные связи. Однако когда акцепторами являются катионы щелочных или щёлочноземельных металлов, К. с. в значит. степени носят ионный характер. *В. Г. Дашевский.*

КООРДИНАЦИО́ННОЕ ЧИСЛО́ — число ближайших к данному атому соседних одинаковых атомов в атомной структуре кристалла или центров молекул, ближайших к центру данной молекулы, в молекулярных кристаллах. Если центры этих ближайших соседей соединить друг с другом прямыми линиями, то получится многогранник (в частном случае плоская фигура), наз. координационным. Значение К. ч. в разл. структурах колеблется от 2 до 14. Напр., в структуре алмаза, Ge, Si и ZnS К. ч. равно 4, координац. многогранник — тетраэдр. В структурах типа NaCl К. ч. равно 6, координац. многогранник — октаэдр. В нек-рых металлах (Cu, Au и др.) К. ч. равно 12, многогранник — кубооктаэдр. Все соседние атомы, ближайшие к данному, составляют его координац. сферу (1-ю координац. сферу; иногда употребляют понятия 2-й, 3-й и т. д. координац. сфер).

Понятие «К. ч.» применяется и при описании структуры аморфных тел и жидкостей. В этом случае оно является статистическим, поэтому К. ч. может оказаться не целым. Для жидкостей К. ч.— мера ближнего порядка; по тому, насколько К. ч. жидкости близко к К. ч. кристалла, судят о близости её структуры к структуре кристалла.

Лит. см. при ст. *Кристаллохимия.*

КОРБИ́НО ДИСК — металлич. или полупроводниковый диск с отверстием в центре и с контактами, один из к-рых расположен на внутр. стенке отверстия, другой — на периферии диска. Назван по имени О. М. Корбино (O. M. Corbino, 1911). Служит для исследования *гальваномагнитных явлений*. Плоскость К. д. располагается перпендикулярно внеш. магн. полю H. При пропускании тока между контактами вследствие осевой симметрии образца электрич. поле имеет только радиальную составляющую и холловское поле отсутствует. В результате не происходит (частичной) компенсации искривления траекторий носителей заряда в магн. поле холловским полем и относит. изменение сопротивления К. д. $\Delta R/R$ в магн. поле оказывается гораздо больше величины магнетосопротивления $\Delta\rho/\rho_0$ (ρ_0 — сопротивление в отсутствие поля, $\Delta\rho$ — изменение, вызванное полем), измеряемого в длинном (нитевидном) образце. Так, в n-InSb при 300 К в поле $H=1T$ $\Delta R/R_0=17{,}7$, а $\Delta\rho/\rho_0=0{,}48$. Указанные величины связаны соотношением

$$\frac{\Delta R}{R_0}=\frac{\Delta\rho}{\rho_0}+\frac{(\mu_H H/c)^2}{1+(\Delta\rho/\rho_0)}$$

(μ_H — холловская подвижность носителей заряда), из к-рого следует, что при увеличении H величина $\Delta R/R_0$ не стремится к насыщению. Благодаря этому К. д. применяется в устройствах для измерения сильных магн. полей (см. *Магнитометры*).

Лит.: Corbino O. M., Elektromagnetische Effekte die Fonder Verzerrung herrühren..., «Phys. Z.», 1911, Jg. 12, S. 561; Зеегер К., Физика полупроводников, пер. с англ., М., 1977.

Э. М. Эпштейн.

КОРИОЛИ́СА СИ́ЛА (по имени Г. Кориолиса, G. Coriolis) — одна из сил инерции, прибавлением к-рой к действующим на материальную точку физ. силам учитывается влияние вращения подвижной системы отсчёта на *относительное движение* точки. К. с. численно равна произведению массы точки на её *Кориолиса ускорение* и направлена противоположно этому ускорению. Эффект, учитываемый К. с., сводится к тому, что во вращающейся системе отсчёта движущаяся материальная точка будет или отклоняться по направлению, перпендикулярному к её относит. скорости, или оказывать давление на связь, препятствующую такому отклонению. Для тел, движущихся вблизи земной поверхности, этот эффект, возникающий вследствие суточного вращения Земли, сводится к тому, что вертикально падающие тела будут (в 1-м приближении) отклоняться к востоку, а тела, движущиеся вдоль земной поверхности, будут отклоняться в северном полушарии вправо, а в южном — влево от направления их движения, что, в частности, приводит к подмыву соответствующего берега у рек, возникновению нек-рых воздушных и морских течений и т. п. К. с. учитывают также при расчёте полёта ракет и артиллерийских снарядов на большие дальности, в теории *гироскопов*, турбин и др.

Лит.: Лойцянский Л. Г., Лурье А. И., Курс теоретической механики, т. 2, 6 изд., М., 1983, гл. 28; Тарг С. М., Краткий курс теоретической механики, 10 изд., М., 1986, гл. 18; см. также лит. при ст. *Динамика.*

С. М. Тарг.

КОРИОЛИ́СА УСКОРЕ́НИЕ (поворотное ускорение) — добавочное ускорение $w_{кор}$, к-рое точка получает при т. н. сложном движении, когда подвижная система отсчёта перемещается не поступательно (см. *Относительное движение*). К. у. учитывает влияние переносного движения (движения подвижной системы отсчёта) на изменение относит. скорости точки $v_{отн}$ и влияние относит. движения точки на изменение её переносной скорости. Вектор $w_{кор}$ и его модуль вычисляются соответственно по ф-лам $w_{кор}=2[\omega_{пер}v_{отн}]$ и $w_{кор}=2\omega_{пер}v_{отн}\sin\alpha$, где $\omega_{пер}$ — угл. скорость поворота подвижной системы отсчёта относительно неподвижной, α — угол между $v_{отн}$ и $\omega_{пер}$. Направление К. у. можно найти, спроектировав вектор $v_{отн}$ на плоскость, перпендикулярную к $\omega_{пер}$, и повернув эту проекцию на 90° в сторону переносного вращения. Напр., у точки, движущейся в северном полушарии вдоль поверхности Земли с севера на юг, К. у., обусловленное суточным вращением Земли, направлено на восток.

Следует подчеркнуть, что К. у. точки — это часть её абс. ускорения, т. е. ускорения по отношению к основной (неподвижной) системе отсчёта, а не по отношению к подвижной. Так, напр., при движении вдоль поверхности Земли точка будет иметь К. у. по отношению к звёздам, а не к Земле.

К. у. отсутствует, когда переносное движение является поступательным ($\omega_{пер}=0$) или когда относит. движение происходит вдоль прямой, параллельной оси переносного вращения ($\alpha=0$). Понятием К. у. пользуются в кинематике при определении полного ускорения точки по ускорениям составных движений, а также в динамике при изучении относит. движения (см. *Кориолиса сила*).

Лит. см. при ст. *Кинематика.* *С. М. Тарг.*

КОРНЮ́ СПИРА́ЛЬ (по имени М. А. Корню, M. A. Cornu) (клотоида) — кривая, используемая для графич. вычисления распределения интенсивности при *дифракции света* на прямолинейном крае или на щели (дифракция Фраунгофера); состоит из двух симметричных ветвей, бесконечное число раз обвивающихся вокруг «фокусов» F и F' и неограниченно приближающихся к ним.

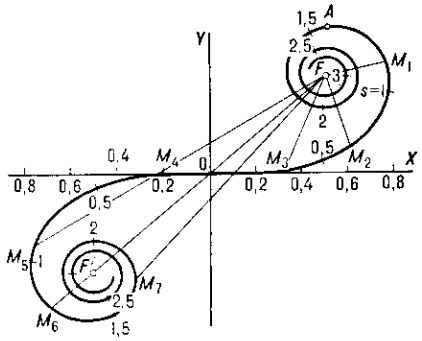
Ур-ние К. с. в параметрич. форме имеет вид *Френеля интегралов*:

$$x=\int_0^v \cos\frac{\pi u^2}{2}\,du;\quad y=\int_0^v \sin\frac{\pi u^2}{2}\,du;$$

«фокусы» $F(^1/_2,\ ^1/_2)$ и $F'(-^1/_2,\ -^1/_2)$ — асимптотич. точки кривой; пределы интегрирования определяются размерами щелей и экранов, на к-рых происходит дифракция.

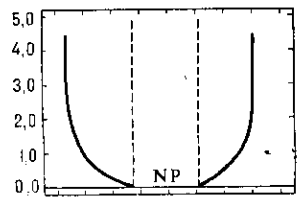
Относит. амплитуда волны при дифракции на крае экрана зависит от длины вектора, проведённого из точки F в разл. точки К. с. (напр., $M_1 \div M_7$). Скольжение вектора по правой (верх.) ветви спирали (FM_1, FM_2, FM_3) определяет плавно уменьшающуюся амплитуду волны в области геом. тени; амплитуда на границе тени соответствует вектору FO; скольжение вектора по левой (ниж.) части спирали (FM_4, FM_5, FM_6, FM_7) даёт дифракц. полосы в освещённой области. Ампли-

туда волны в отсутствие экрана или вдали от границы геом. тени определяется вектором FF'.



Лит.: Сивухин Д. В., Общий курс физики, 2 изд., [т. 4] — Оптика, М., 1985.

КОРОНАЛЬНЫЕ ДЫРЫ — области *солнечной короны* с пониженной темп-рой ($\sim 0{,}8 \cdot 10^6$ К) и аномально низкой плотностью вещества. Именно поэтому К. д. проявляются как области пониженной яркости при наблюдениях солнечной короны в рентг. и УФ-лучах, в радиодиапазоне, а также в рассеянном короной оптич. излучении фотосферы. К. д. были обнаружены по наблюдениям с Земли и с космич. аппаратов в нач.



Форма магнитных силовых линий, окаймляющих корональную дыру. По горизонтальной оси — гелиоцентрический угол, по вертикальной — расстояние (в радиусах Солнца) от поверхности Солнца, NP — северный полюс Солнца. Вертикальные штриховые линии показывают границы потока (форму магнитных силовых линий) в случае, если бы расширение происходило сферически-симметричным образом. Угловой охват силовой трубки и связанного с ней потока вещества увеличивается с расстоянием и может в ~10 раз превышать угловой охват сферически-симметричного потока.

70-х гг. К. д. образуются в областях короны, где силовые линии магн. поля имеют приблизительно радиальное направление («униполярные» области в фотосфере). К. д., по-видимому, постоянно существуют в полярных областях Солнца и иногда продолжаются в область низких широт, где могут образовываться изолированные К. д. Устойчивые, долгоживущие низкоширотные К. д. более ярко выражены на спаде *солнечной активности*. К. д. являются источниками быстрых потоков *солнечного ветра* со скоростями 600—800 км/с. Эти потоки существуют в течение неск. оборотов Солнца и обусловливают повторяющуюся с 27-дневным периодом геомагнитную активность (см. *Земной магнетизм*).

Пониженная темп-ра К. д. связана со специфич. структурой магн. поля, способствующего эфф. охлаждению вещества короны уходящим потоком солнечного ветра и волн альвеновского типа (см. *Альвеновские волны*). В области К. д. силовые линии магн. поля образуют сильно расходящуюся конфигурацию (рис.). Поток плазмы, следуя вдоль магн. поля, также быстро расширяется, и его плотность и давление падают быстрее, чем в окружающих областях короны. Увеличенный градиент давления смещает критич. точку (границу перехода скорости корональной плазмы через скорость звука) близко к Солнцу и обеспечивает большую скорость солнечного ветра, истекающего из области К. д. Низкое положение критич. точки и возникающее в области К. д. распределение плотности и темп-ры с высотой являются, по-видимому, устойчивым состоянием.

Формирование К. д. и связанных с ними быстрых потоков солнечного ветра ещё не получило достаточного количественного объяснения. В частности, в рамках теоретич. моделей не удаётся согласовать высокую скорость солнечного ветра и большой поток частиц в скоростных потоках ($\sim 3 \cdot 10^8$ см$^{-2}$с$^{-1}$ на орбите Земли) со сравнительно низкой темп-рой протонов и электронов в них. По-видимому, большую роль в ускорении корональной вещества в области К. д. играют магнитогидродинамич. волны от солнечной фотосферы, значит. часть потока энергии к-рых прямо переводится в кинетич. энергию солнечного ветра без существенного разогрева.

Лит.: Zirker J. B., Coronal holes and high-speed wind streams, «Revs of Geophys. and Space Phys.», 1977, v. 15, p. 257.

О. Л. Вайсберг.

КОРОНАЛЬНЫЙ ЛУЧ — характерный элемент крупномасштабной структуры солнечной короны с повышенной (прибл. на порядок величины по сравнению с окружающей короной) плотностью плазмы. К. л. наблюдаются во время затмений (рис. 1) или при по-

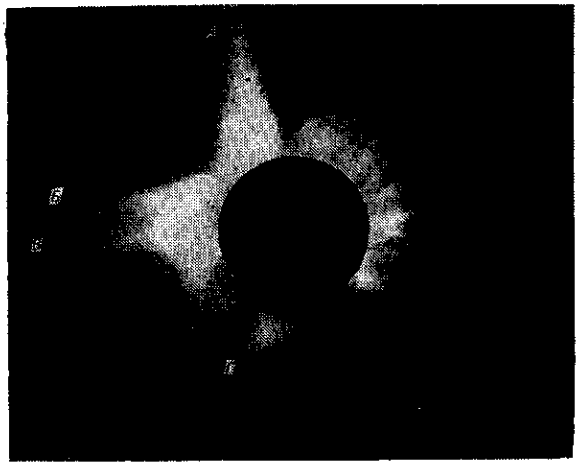


Рис. 1. Корона во время солнечного затмения 7 марта 1970; *А*, *Б*, *В*, *Г* — наиболее выраженные корональные лучи.

мощи коронографов. К. л. состоит из замкнутых петель, увенчанных почти радиальными образованиями. Протяжённость К. л. от $\sim 0{,}5\ R_\odot$ до $10 R_\odot$ и больше ($R_\odot$ — радиус Солнца), характерное время существования — десятки суток.

К. л. образуются в результате взаимодействия плазмы, вытекающей из хромосферы, с магн. полем Солнца. В ниж. короне (вплоть до высот $\sim 1\ R_\odot$) магн. поле является достаточно сильным, чтобы полностью контролировать течение плазмы (области I, II на рис. 2). При этом в областях с «открытыми» магн. силовыми линиями поле лишь направляет и канализирует потоки (область I). Здесь формируется *солнечный ветер*. В областях с замкнутыми силовыми линиями (петлях) магн. поле препятствует истечению солнечной плазмы в межпланетное пространство (область II). По мере удаления

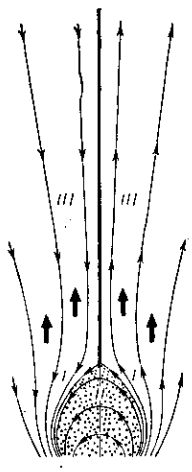


Рис. 2. Магнитогидродинамическая модель коронального луча; тонкими стрелками показаны силовые линии магнитного поля, широкие стрелки — поток солнечного ветра, жирная прямая на оси симметрии — токовый слой.

от Солнца поле ослабевает и вытягивается солнечным ветром в радиальном направлении (область III). В результате этого процесса устанавливается квазистацио-

нарная картина истечения плазмы вдоль К. л. Важной особенностью К. л. является *токовый слой* на границе между магн. полями противоположной полярности (рис. 2). Внутри этого слоя магн. поле частично диссипирует, что приводит к нагреву плазмы в К. л., а также к пересоединению силовых линий. Часть силовых линий при этом выносится солнечным ветром в межпланетное пространство.

Лит.: Сомов Б. В., Сыроватский С. И., Возникновение токового (нейтрального) слоя при движении плазмы в поле плоского магнитного диполя, «ЖЭТФ», 1971, т. 61, с. 1864; Гибсон Э., Спокойное Солнце, пер. с англ., М., 1977. *Б. В. Сомов.*

КОРО́ННЫЙ РАЗРЯ́Д — высоковольтный самостоятельный *электрический разряд в газе* достаточной плотности (~1 атм), возникающий в резко неоднородном электрич. поле вблизи электродов с малым радиусом кривизны (остриё, тонкие проволоки и т. п.). Бледно-голубое или фиолетовое свечение разряда по аналогии с ореолом солнечной короны дало повод к названию. Помимо излучения в видимой, УФ (гл. обр.), а также в более коротковолновой частях спектра, К. р. сопровождается движением частиц газа от коронирующего электрода (т. н. электрич. ветром), шелестящим шумом, иногда радиоизлучением, хим. реакциями (напр., образованием озона и окислов азота в воздухе).

При пост. напряжении различают корону у н и п о л я р н у ю (положительную или отрицательную в зависимости от знака коронирующего электрода) и б и п о л я р н у ю, когда коронируют оба электрода. Ионизация и возбуждение нейтральных частиц газа лавинами электронов локализованы в огранич. зоне — т. н. зоне ионизации (ЗИ). Из ЗИ во внеш. зону (ВЗ) движется поток носителей заряда, знак к-рых совпадает со знаком заряда коронирующего электрода. Образующийся объёмный заряд тормозит дальнейшее развитие процессов ионизации, ослабляя в среднем поле вблизи коронирующего электрода, что локализует ЗИ вблизи коронирующего электрода. При любом напряжении на электродах (большем, чем напряжение появления короны, и меньшем, чем напряжение пробоя) объёмный заряд ВЗ имеет такую величину и распределение, при к-рых градиент поля у поверхности коронирующего электрода остаётся практически неизменным и по величине близким к градиенту начала короны. Т. о., интенсивность К. р. регулируется собств. объёмным зарядом.

Воспроизводство *лавин электронных* в ЗИ и стационарность К. р. при положит. короне обеспечиваются фотоионизацией собственными излучениями возбуждённых атомов и молекул газа: новый электрон образуется в результате поглощения кванта излучения в газе вблизи условной внеш. границы ЗИ, а дальше лавина развивается по направлению к коронирующему электроду. При отрицат. короне (движение электронных лавин от коронирующего электрода) новый электрон освобождается в результате фотоэмиссии с поверхности катода (см. *Фотоэффект*). В разреженном воздухе, в нек-рых др. газах и при весьма большой кривизне электродов возможны иные процессы. Особенности в механизме воспроизводства лавин и связанная с ними разница в распределении ионов и электронов в ЗИ определяют нек-рые внеш. различия в К. р. разной полярности. Для отрицат. короны характерны: локализация ЗИ в виде отдельных, более или менее однородно распределённых по поверхности электрода светящихся очагов; бо́льшая, чем при положит. короне, зависимость напряжения возникновения короны от состояния поверхности электрода; разрывность во времени процессов ионизации и ВЧ-колебания тока (радиоизлучение с почти однородным частотным спектром до неск. МГц). Для положит. короны на электродах весьма малого радиуса кривизны характерны однородный светящийся чехол, тесно прилегающий к поверхности электрода, отсутствие ВЧ-колебаний в токе и отсутствие радиоизлучения.

При уменьшении степени неоднородности поля (радиус кривизны электрода свыше неск. мм), а также с повышением напряжения К. р. приобретает не однородную, а стримерную (иногда факельную или кустовую) форму. В этом случае активные процессы выносятся на значит. расстояния от поверхности электрода (десятки см). Вместо однородного чехла положит. корона имеет вид отдельных отшнурованных ярко светящихся каналов (*стримеров*), размывающихся по концам в диффузное свечение. Возникают ВЧ-колебания тока и радиоизлучение, часто более мощные, чем при отрицат. полярности.

Распределение напряжённости поля в пределах ЗИ мало отличается (в среднем) от такового в неионизов. газе (эл.-статич. распределение). Поэтому нет оснований считать чехол короны хорошо проводящим слоем.

Пороговая напряжённость поля на поверхности электрода, по достижении к-рой возникает К. р., зависит от радиуса кривизны электрода, рода и плотности газа и практически не зависит от материала электрода.

Потери энергии при К. р. происходят гл. обр. во ВЗ и лишь в малой степени в ЗИ. При пост. напряжении и одном коронирующем электроде это — тепловые потери униполярного потока ионов, рассеивающих энергию при столкновении с частицами нейтрального газа. При двух коронирующих электродах (биполярный К. р.) встречные потоки ионов разных знаков частично рекомбинируют, ослабляя экранирующий эффект заряда ВЗ и усиливая интенсивность процессов в ЗИ. К. р. применяется в промышленных устройствах для зарядки ионами потоков диспергированных материалов для их осаждения силами электрич. поля (электрофильтры и электросепараторы, устройства «эл.-статич. окраски», нанесения защитных или декоративных покрытий и т. п.). На высоковольтных линиях передачи энергии корона на проводах вызывает потери, особо значительные при атм. осадках (до сотен кВт/км). К. р. является также источником значит. радиопомех.

Лит.: Капцов Н. А., Коронный разряд, М.— Л., 1947; Loeb Leonard B., Electrical coronas. Their basic physical mechanisms, Berk.—Los Angeles, 1965; Попков В. И., Электропередачи сверхвысокого напряжения [раздел Проблемы короны], в кн.: Наука и человечество, 1967. Международный ежегодник, М., 1967. *В. И. Попков.*

КОРО́НЫ ЗВЁЗД — внешние горячие части звёздных атмосфер. Обычно темп-ра К. з. 10^6—10^7 К (у звёзд типа RS CVn достигает 10^8 К). Ср. концентрация частиц в К. з. 10^8—10^{10} $см^{-3}$, изредка до 10^{12} $см^{-3}$. Концентрация частиц максимальна на внутр. границе К. з., около переходного слоя. Шкала высот газа в К. з. от $\sim 10^{-2} R_*$ до $\sim R_*$ (R_* — радиус звезды). Обычно К. з. плавно переходят в оттекающий *звёздный ветер*.

К. з. излучают гл. обр. в УФ- и рентг. спектральных линиях высокозарядных ионов и в непрерывном спектре в жёстком УФ- и рентг. диапазонах. К. з. излучают также в радиодиапазоне. Различают тепловое радиоизлучение собственно К. з. (характерное для звёзд наиболее высокой светимости) и, как правило, быстропеременное нетепловое радиоизлучение, связанное с проявлениями активности звёзд. На Солнце корона уносит $\sim 10^{-6}$ полной *светимости*. Вклад излучения К. з. в полную светимость звёзд главной последовательности (см. *Герцшпрунга — Ресселла диаграмма*) падает к звёздам *спектрального класса* А и затем вновь возрастает до $\sim 10^{-7}$ для наиб. горячих звёзд. Для красных карликов вклад излучения корон достигает в экстремальных случаях $\geqslant 10\%$ светимости звёзд (звёзды типа T Tau).

К. з. (по крайней мере, солнечного типа, о солнечной короне см. в ст. *Солнце*) сильно неоднородны. Их морфологич. детали существуют от десятков минут до неск. месяцев, а глобальные характеристики подвержены изменениям с фазами циклов активности звёзд (см. *Солнечная активность*).

О механизмах, поддерживающих существование горячих К. з., см. в ст. *Звёздные атмосферы*. Не все звёзды обладают горячими коронами. Не имеют корон гиганты и сверхгиганты спектральных классов более поздних, чем К3 (т. е. с эффективной температурой ниже, чем у звёзд класса К3), а также, видимо, более горячие звёзды с очень мощным звёздным ветром.

Н. Г. Бочкарёв.

КОРО́ТКИЕ ВО́ЛНЫ (декаметровые волны) — радиоволны в диапазоне длин волн от 10 до 100 м (30—3 МГц). На характер их распространения сильно влияет ионосфера Земли. Загоризонтное распространение К. в. осуществляется преим. путём их отражения от ионосферы или многократного отражения от ионосферы и поверхности Земли. На небольшое расстояние (~500 км) К. в. могут распространяться в виде *земной волны*. Возможно и сверхдальнее, в частности кругосветное, распространение К. в. вдоль ионосферных волноводов (см. *Волноводное распространение радиоволн*).

Частота, при к-рой К. в. отражаются от ионосферы, зависит от угла их падения на ионосферу и концентрации электронов на уровне отражения. При углах, меньших нек-рого критич. значения, К. в. перестают отражаться от ионосферы. Вследствие этого в радиосвязи возникают зоны молчания, а для радиотрассы определ. протяжённости существует макс. применимая частота радиосвязи. В зависимости от длины трассы, времени суток и геофиз. условий эта частота может изменяться практически во всём диапазоне К. в. В ниж. слоях *ионосферы* К. в. могут сильно поглощаться, особенно в периоды ионосферных возмущений, вызванных солнечной активностью. В высоких широтах это явление приводит к длит. нарушениям радиосвязи. При ионосферном распространении К. в. большой амплитуды возникают нелинейные явления и неустойчивости плазмы, приводящие к искусств. ионосферным возмущениям.

К. в. используют в радиосвязи, при исследовании ионосферы Земли и планет, внеш. слоёв солнечной короны, др. радиоастр. объектов.

Лит.: Гинзбург В. Л., Распространение электромагнитных волн в плазме, 2 изд., М., 1967; Альперт Я. Л., Распространение радиоволн и ионосфера, М., 1960; Дэвис К., Радиоволны в ионосфере, пер. с англ., М., 1973.

Л. М. Ерухимов.

КОРПУСКУЛЯ́РНАЯ О́ПТИКА (от лат. corpusculum — тельце, частица) — раздел физики, в к-ром изучаются законы движения заряж. частиц (электронов и ионов) в электрич. и магн. полях. Назв. «К. о.» отвечает аналогии, существующей между движением частиц в этих полях и распространением света в оптически неоднородных средах. Подробнее см. *Электронная и ионная оптика*.

КОРПУСКУЛЯ́РНО-ВОЛНОВО́Й ДУАЛИ́ЗМ — важнейшее универсальное свойство природы, заключающееся в том, что всем микрообъектам присущи одновременно и корпускулярные и волновые характеристики. Так, напр., электрон, нейтрон, фотон в одних условиях проявляются как частицы, движущиеся по классич. траекториям и обладающие определ. энергией и импульсом, а в других — обнаруживают свою волновую природу, характерную для явлений интерференции и дифракции частиц. В качестве первичного принципа К.-в. д. лежит в основе квантовой механики и квантовой теории поля.

Впервые К.-в. д. был установлен для света. Выполненные к кон. 19 в. опыты по интерференции, дифракции и поляризации света, казалось, однозначно свидетельствовали о его волновой природе и подтверждали теорию Максвелла, установившую, что свет представляет собой эл.-магн. волны. Вместе с тем М. Планк (M. Planck) в 1900 показал, что для объяснения закона равновесного теплового излучения необходимо принять гипотезу о дискретном характере излучения, полагая, что энергия излучения кратна некрой величине ε, названной им квантом энергии: $\varepsilon=h\nu$, где ν — частота волны, а h — постоянная, имеющая размерность *действия* и названная позже *Планка постоянной*. Впоследствии выяснилось, что более удобной является величина $\hbar=h/2\pi\approx1{,}05\cdot10^{-27}$ эрг·с, тогда $\varepsilon=\hbar\omega$, где $\omega=2\pi\nu$ — круговая частота волны. Поскольку предположение о дискретном характере излучения противоречило волновой теории света, согласно к-рой энергия световой волны может принимать любые (непрерывные) значения, пропорциональные квадрату амплитуды эл.-магн. колебаний, Планк сначала связывал дискретность энергии излучения со свойствами излучателей (атомов). Однако в 1905 А. Эйнштейн (A. Einstein), исходя из экспериментально установленного *Вина закона излучения* (к-рый является предельным случаем *Планка закона излучения*, справедливым при больших частотах: $\hbar\omega\gg kT$, где T — абс. темп-ра), показал, что энтропия излучения в области справедливости закона Вина совпадает с энтропией газа, состоящего из частиц с энергией $\varepsilon=\hbar\omega$. Так возникло представление о частицах света — *фотонах*, несущих квант энергии $\varepsilon=\hbar\omega$ и движущихся со скоростью света. В дальнейшем, исходя из релятивистской кинематики, фотонам был приписан импульс $\boldsymbol{p}=(\hbar\omega/c)\boldsymbol{n}=\hbar\boldsymbol{k}$ [где $\boldsymbol{n}$ — единичный вектор вдоль направления движения фотона, $\boldsymbol{k}=(\omega/c)\boldsymbol{n}=(2\pi/\lambda)\boldsymbol{n}$ — волновой вектор]. Представление о фотонах было успешно использовано для объяснения законов фотоэффекта и спектров тормозного рентг. излучения; оно получило окончат. подтверждение после открытия *Комптона эффекта* (1922). Т. о., было установлено, что эл.-магн. излучение наряду с волновыми обладает корпускулярными свойствами. В наиб. отчётливой форме значение существования К.-в. д. для излучения было выявлено в 1909 А. Эйнштейном, показавшим, что закон излучения Планка приводит к ф-ле для флуктуации энергии излучения, содержащей два члена, один из к-рых отвечает флуктуации энергии для совокупности классич. световых волн, а второй — флуктуации энергии газа, состоящего из независимых частиц.

Для установления всеобщего характера К.-в. д. решающее значение имело изучение законов движения электронов в атоме. В 1913 Н. Бор (N. Bohr) использовал постоянную Планка для определения стационарных состояний в атоме водорода. При этом ему удалось объяснить наблюдаемые на опыте спектральные закономерности и выразить через заряд электрона, его массу и постоянную Планка радиус атома и *Ридберга постоянную*, оказавшиеся в хорошем согласии с эксперим. данными. Способ нахождения стационарных состояний электронов в атомах был усовершенствован А. Зоммерфельдом (A. Sommerfeld), показавшим, что для стационарных орбит классич. действие является целым кратным $2\pi\hbar$. Успех теории Бора, привлёкшего для объяснения атомных явлений квантовые представления и постоянную Планка, к-рая до этого, казалось, связывала лишь корпускулярные и волновые характеристики эл.-магн. излучения, навёл на мысль о существовании К.-в. д. и для электронов. В связи с этим Л. де Бройль (L. de Broglie) в 1924 высказал гипотезу о всеобщем характере К.-в. д. Согласно гипотезе де Бройля, любой движущейся частице с энергией ε и импульсом $\boldsymbol{p}$ соответствует волна с $\omega=\varepsilon/\hbar$ и волновым вектором $\boldsymbol{k}=\boldsymbol{p}/\hbar$, так же как с любой волной связаны частицы, обладающие энергией $\varepsilon=\hbar\omega$ и импульсом $\boldsymbol{p}=\hbar\boldsymbol{k}$. Де Бройль отметил *релятивистскую инвариантность* приведённого соотношения, связывающего четырёхмерный вектор энергии-импульса частицы $(\varepsilon/c,\ \boldsymbol{p})$ с четырёхмерным волновым вектором $(\omega/c,\ \boldsymbol{k})$, и высказал предположение о том, что волновая механика частиц должна находиться в таком же соотношении с классич. механикой,

как волновая оптика с геом. оптикой. Это предположение послужило исходным пунктом построения *квантовой механики* в форме Шрёдингера (см. *Шрёдингера представление*). Прямое доказательство существования волновых свойств электронов было получено впервые в 1927 К. Дэвиссоном (C. Davisson) и Л. Джермером (L. Germer), наблюдавшими интерференц. максимумы при отражении электронов от монокристаллов никеля. Позднее были обнаружены интерференц. эффекты для атомных пучков гелия, молекул водорода, нейтронов и др. частиц, т. е. получено эксперим. подтверждение универсальности К.-в. д.

В терминах наглядных представлений о классич. частицах (как материальных точках, движущихся по определ. траекториям) и классич. волнах (как распространяющихся в пространстве колебаний к.-л. физ. величин) К.-в. д. кажется логически внутренне противоречивым, т. к. для объяснения разл. явлений, происходящих с одним и тем же микрообъектом (напр., электроном), приходится использовать гипотезы как об его корпускулярной, так и волновой природе. Разрешение этого логич. противоречия, послужившее созданию физ. основ квантовой механики и *квантовой теории поля*, было найдено с помощью отказа от наглядных (классич.) представлений о частицах и волнах. Для объяснения волновых явлений на основе корпускулярных представлений было введено описание микрочастиц (и систем микрочастиц) с помощью *векторов состояния*, подчиняющихся *суперпозиции состояний принципу*, и принята их статистич. (вероятностная) интерпретация, позволившая избежать формального логич. противоречия с корпускулярными представлениями (нахождение частицы одновременно в нескольких разл. состояниях). С др. стороны, рассматривая классич. (волновые) поля как механич. систему с бесконечным числом степеней свободы и требуя, чтобы эти степени свободы подчинялись определ. условиям квантования, в квантовой теории поля переходят от классич. полей к квантовым. В таком подходе частицы выступают как возбуждённые состояния системы (по́ля). При этом взаимодействию частиц отвечает взаимодействие их полей. Для нерелятивистского движения в системе с фиксированным числом частиц квантово-полевое описание полностью эквивалентно описанию системы частиц с помощью *Шрёдингера уравнения* (см. *Вторичное квантование*). Эта эквивалентность отражает симметрию корпускулярного и волнового описания вещества (материи), отвечающую К.-в. д. Вместе с тем в релятивистской квантовой механике, к-рая может быть сформулирована лишь на основе квантовополевого подхода, важнейшим проявлением К.-в. д. является возможность испускания и поглощения частиц в результате взаимодействия квантовых полей (что имеет фундам. значение в теории элементарных частиц).

Лит. см. при ст. *Квантовая механика*. *С. С. Герштейн.*

КОРРЕЛЯЦИИ КОЭФФИЦИЕНТ — числовая характеристика зависимости двух случайных величин. Для случайных величин X_1 и X_2 с *математическими ожиданиями* $a_i=\mathbf{M}X_i$ и ненулевыми *дисперсиями* $\sigma_i^2=\mathbf{M}(x_i-a_i)^2$ К. к. определяется равенством

$$\rho=\rho(X_1, X_2)=\mathbf{M}\frac{X_1-a_1}{\sigma_1}\cdot\frac{X_2-a_2}{\sigma_2}.$$

Если X_1 и X_2 независимы, то $\rho=0$ (если X_1 и X_2 имеют совместное *Гаусса распределение*, то верно и обратное; в общем случае это неверно); при $\rho=0$ случайные величины X_i наз. некоррелированными, при $\rho>0$ ($\rho<0$) положительно (отрицательно) коррелированными; $|\rho|<1$, причём $|\rho|=1$, если и только если X_i связаны линейной зависимостью $X_2=\hat{X}_2\equiv a_2+\rho\sigma_2\sigma_1^{-1}(X_1-a_1)$. В общем случае $\hat{X}_2$ есть наилучшее представление X_2 линейной ф-цией от X_1, т. к. $\mathbf{M}(X_2-\hat{X}_2)^2=\min\limits_{a,b}\mathbf{M}(X_2-aX_1-b)^2$. К. к. не даёт полного описания функциональной зависимости случайных величин; по существу, он является лишь мерой их линейной связи. *К. А. Боровков.*

КОРРЕЛЯЦИО́ННАЯ ТЕО́РИЯ случайных функций — описание случайных ф-ций $\xi(x)$ при помощи статистич. моментов 1-го и 2-го порядка: $\langle\xi(x)\rangle$ и $\langle\xi(x_1)\xi(x_2)\rangle$. Аргумент случайной ф-ции x может иметь любую размерность. Если $\xi(x)$ — гауссова случайная ф-ция, полностью определяемая первым и вторым моментами, то К. т. даёт её полное описание. Обычно К. т. применяют для таких физ. задач, к-рые описываются линейными ур-ниями вида $\hat{L}(x)\xi(x)=F(x)$, где $\hat{L}(x)$ — нек-рый линейный оператор, $F(x)$ — случайная ф-ция. В этом случае можно получить ур-ния и для статистич. моментов $\langle\hat{L}(x)\xi(x)\rangle=\langle F(x)\rangle$, $\langle[\hat{L}(x_1)\xi(x_1)][\hat{L}(x_2)\xi(x_2)]\rangle=\langle F(x_1)F(x_2)\rangle$. Для нелинейных задач К. т. обычно имеет приближённый характер. К. т. наиб. приспособлена для описания однородных (стационарных) случайных ф-ций, для к-рых справедлива *Винера—Хинчина теорема*. К. т. используют в большинстве физ. приложений случайных ф-ций, напр. в теории *флуктуаций* и теории *когерентности*.

Лит.: Введение в статистическую радиофизику, ч. 1 — Рытов С. М., Случайные процессы, М., 1976.

В. И. Татарский.

КОРРЕЛЯЦИО́ННАЯ ФУ́НКЦИЯ в статистической физике — ф-ция, определяющая вероятность относит. расположения комплекса из s любых молекул жидкости или газа; при $s=2$ К. ф. наз. парной или бинарной. Появление корреляций в расположении молекул среды связано с тем, что в ближайшем окружении любой из них вследствие взаимодействия возникает упорядочение в расположении окружающих её молекул. При этом ср. плотность молекул окружения к.-л. выделенной молекулы отличается от ср. плотности среды, приближаясь к ней с увеличением расстояния. Это происходит монотонно или с затухающими осцилляциями (появление ближнего порядка).

В классич. статистич. физике s-частичную К. ф. $F_s(q_1, \ldots, q_s)$ определяют так, что $V^{-s}F_s(q_1, \ldots, q_s)\times\times dq_1\ldots dq_s$ есть вероятность того, что координаты 1, ..., s-й молекул попадают в бесконечно малые элементы объёмов $dq_1\ldots dq_s$, расположенные около точек $q_1, \ldots, q_s$, где $q_i=(x_i, y_i, z_i)$, V — объём. Следовательно, s-частичная К. ф. связана с $(s-1)$-частичной К. ф. соотношением $V^{-1}\int F_s(q_1, \ldots, q_s)dq_s=F_{s-1}(q_1, \ldots, q_{s-1})$.

Равновесные К. ф. связаны с *каноническим распределением Гиббса* и могут быть получены из него интегрированием по координатам $N-s$ молекул:

$$F_s(q_1, \ldots, q_s)=V^s\int\limits_V\ldots\int D_N(q_1,\ldots,q_N)\,dq_{s+1}\ldots dq_N,$$

где

$$D_N(q_1, \ldots, q_N)=Q_N^{-1}\exp(-U_N/kT),$$

$$Q_N=\int\limits_V\ldots\int\exp(-U_N/kT)\,dq_1\ldots dq_N,$$

U_N — потенц. энергия взаимодействия молекул системы, Q_N — конфигурац. интеграл, T — темп-ра, N — полное число частиц. В случае парного взаимодействия молекул с потенциалом $\Phi(r)$, зависящим только от расстояния, энергия взаимодействия равна

$$U_N=\sum_{1\leqslant i\leqslant j\leqslant N}\Phi(|q_i-q_j|),$$

тогда F_2 зависит только от расстояния между молекулами $F_2(q_1, q_2)=F_2(|q_1-q_2|)$ (радиальная ф-ция распределения).

Парная ф-ция распределения особенно важна, т. к. позволяет получить *уравнение состояния* и ср. энер-

гию системы с парным взаимодействием между частицами:

$$PV = NkT - (6v^2)^{-1} \int\int |q_1 - q_2| \Phi(|q_1 - q_2|) \times \times F_2(q_1, q_2)\, dq_1\, dq_2,$$

$$E = 3NkT/2 - (2v^2)^{-1} \int\int \Phi(|q_1 - q_2|) \times \times F_2(q_1, q_2)\, dq_1\, dq_2,$$

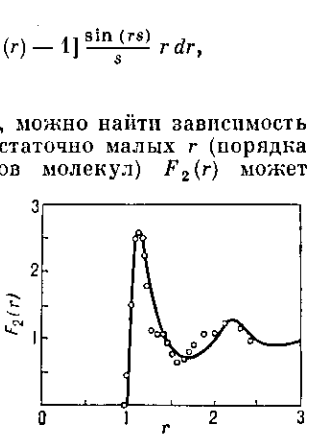
где $v = V/N$ — уд. объём.

Зависимость радиальной ф-ции распределения от расстояния можно определить экспериментально по угл. зависимости когерентного рассеяния рентг. лучей. Интенсивность $I(s)$ рентг. лучей с длиной волны λ, рассеянных под углом θ к первичному пучку интенсивности I_0, определяется выражением

$$\frac{I(s)}{I_0} = 1 + \frac{4\pi}{v} \int_0^\infty [F_2(r) - 1] \frac{\sin(rs)}{s}\, r\, dr,$$

где $s = (4\pi/\lambda)\sin(\theta/2)$.

Обращая это соотношение, можно найти зависимость F_2 от расстояния r. При достаточно малых r (порядка неск. газокинетич. радиусов молекул) $F_2(r)$ может



Радиальная функция распределения. Сплошная линия — теоретическая кривая (r — в единицах радиуса молекул), точки соответствуют экспериментальным данным для Ar при $T = 91{,}8$ К и $P = 1{,}8 \cdot 10^5$ Па.

иметь ряд максимумов, соответствующих ближнему порядку, а затем она стремится к 1 (рис.).

Ф-ции распределения $F_1, \ldots, F_s$ удовлетворяют цепочке ур-ний (см. *Боголюбова уравнения*), к-рые можно решить с граничным условием ослабления корреляции молекул при увеличении расстояния между ними:

$$F_s(q_1, \ldots, q_s) - \prod_{1 \leqslant i \leqslant s} F_i(q_i) \longrightarrow 0$$

при $|q_i - q_j| \to \infty$. Для пространственно однородных систем $F_1(q) = 0$. При решении цепочки ур-ний для F_s в виде разложения по степеням плотности v^{-1} получим *вириальные разложения* для ур-ния состояния и К. ф., а в случае кулоновского взаимодействия между частицами при решении цепочки ур-ний в виде разложения по степеням плазменного параметра v/r_d^3, где r_d — дебаевский радиус экранирования, получим результаты теории электролитов Дебая — Хюккеля.

В квантовой статистич. механике К. ф. определяют при помощи статистического оператора (*матрицы плотности*) всей системы $\rho(q_1, \ldots, q_N; q_1', \ldots, q_N')$ как статистич. операторы комплексов из s молекул:

$$F_s(q_1, \ldots, q_s; q_1', \ldots, q_s') = = V^s \operatorname{Sp} \rho(q_1, \ldots, q_N; q_1', \ldots, q_N'),$$

где операция Sp взятия следа выполняется по переменным $s+1, \ldots, N$ частиц. Ф-ции $F_s(q_1, \ldots, q_s; q_1', \ldots, q_s')$ симметричны или антисимметричны относительно перестановок q или q' в зависимости от того, какой статистике подчиняются частицы (симметричны в случае *Бозе — Эйнштейна статистики* и антисимметричны в случае *Ферми — Дирака статистики*). Диагональные элементы квантовой К. ф. имеют смысл плотности распределения комплекса из s частиц. Смысл недиагональных элементов становится ясен, если перейти к *Вигнера функции распределения*, к-рая зависит от q и импульсов p всех частиц $\tilde{\rho}(q, p)$ и является фурье-образом статистич. оператора $\rho(q - \xi/2, q + \xi/2)$ по переменным ξ, что соответствует преобразованию Вейля. В результате получаются квантовые s-частичные операторы $F_s(q_1, \ldots, q_s; p_1, \ldots, p_s)$, которые являются квазивероятностями, т. е. их интегрирование по импульсам даёт распределение по координатам, а интегрирование по координатам — распределение по импульсам, однако они не имеют смысла обычных вероятностей, т. к. могут быть отрицательными.

Квантовые s-частичные К. ф. можно выразить через волновые ф-ции в представлении вторичного квантования $\psi(q)$, $\psi^+(q')$:

$$F_s(q_1, \ldots, q_s; q_1', \ldots, q_s') = = v^s \langle \psi^+(q_1) \ldots \psi^+(q_s) \psi(q_1') \ldots \psi(q_s') \rangle,$$

где $\langle \ldots \rangle$ означает усреднение с полным статистич. оператором, а $\psi(q)$, $\psi^+(q')$ удовлетворяют перестановочным соотношениям статистики Ферми — Дирака или статистики Бозе — Эйнштейна. Через квантовые одно- и двухчастичные операторы можно вычислить ср. значения давления и энергии. В отличие от классич. случая, для этого нужно знать не только диагональные элементы F_2, но и недиагональные элементы $F_1(q, q')$, т. к. плотность кинетич. энергии определяется величиной $(\hbar^2/2m)\nabla_q^2 F_1(q, q')\,|_{q=q'}$.

В статистич. механике квантовых и классич. систем используют также пространственно-временные К. ф., к-рые определяют как статистич. средние от произведения операторов (или динамич. переменных), взятых для разл. моментов времени и точек пространства. Напр., в квантовом случае используют К. ф.

$$\langle \psi^+(x, t) \psi(x', t') \rangle \text{ и}$$

$$\langle \psi^+(x_1, t_1) \psi(x_1, t_1) \psi^+(x_2, t_2) \psi(x_2, t_2) \rangle.$$

Пространственно-временные К. ф. применяют в теории неравновесных процессов, т. к. через них выражается реакция системы на внеш. возмущения и, следовательно, восприимчивости (см. *Грина функция*). При помощи пространственно-временных К. ф. потоков энергии, импульса или числа частиц можно вычислить кинетич. коэффициенты (см. *Грина — Кубо формулы*). Пространственно-временные К. ф. позволяют выразить когерентные и некогерентные составляющие дифференциального эфф. сечения рассеяния нейтронов в среде, что является важным методом эксперим. исследования К. ф.

Лит.: Физика простых жидкостей, пер. с англ., [ч. 2], М., 1973, гл. 2; Исихара А., Статистическая физика, пер. с англ., М., 1973; Балеску Р., Равновесная и неравновесная статистическая механика, пер. с англ., т. 1, М., 1978, гл. 8; Боголюбов Н. Н., Избр. труды по статистической физике, М., 1979; Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Физическая кинетика, М., 1979; Климонтович Ю. Л., Статистическая физика, М., 1982.

Д. Н. Зубарев.

КОРРЕЛЯЦИОННАЯ ФУНКЦИЯ случайного процесса $\{X(t), t \in T\}$ — ф-ция $B(s, t) = \mathbf{M}[X(s) - \mathbf{M}X(s)][X(t) - \mathbf{M}X(t)]^*$, $s, t \in T$, [здесь $\mathbf{M}X(t)$ — первый момент процесса, $*$ означает комплексное сопряжение; предполагается, что $\mathbf{M}|X(t)|^2 < \infty$]. В случае векторного процесса $\{X_i(t)\}_{i=1}^m$ К. ф. наз. корреляционная матрица $B(s, t) = \|B_{ij}(s, t)\|_{i, j=1}^m$, где $B_{ij}(s, t) = \mathbf{M}[X_i(s) - \mathbf{M}X_i(s)][X_j(t) - \mathbf{M}X_j(t)]^*$ — взаимная К. ф. процессов X_i и X_j, B_{ii} наз. иногда автокорреляционной функцией. Характеристич. свойство К. ф.— её положит. определённость: для любых $t_1, \ldots, t_n \in T$ и комплексных $c_1, \ldots, c_m$: $\sum_{i, j=1}^m c_i \bar{c}_j B(t_i, t_j) \geqslant 0$. Для процесса с независимыми значениями $B(s, t) = 0$ при $s \neq t$. Для стационарных в широком смысле процессов К. ф. зависит лишь от разности $t - s$: $B(s, t) = R(t - s)$. Если при этом процесс непрерывен в среднем квадратическом, т. е. $\mathbf{M}|X(t) - X(s)|^2 \to 0$ при $t \to s$, то К. ф.

$R(t)$ непрерывна и допускает представление $R(t)=\int\exp(it\lambda)dF(\lambda)$, где F — спектральная мера процесса, а λ пробегает интервал $(-\infty, \infty)$, если $T=(-\infty, \infty)$, либо $[-\pi, \pi]$, если $T=\{\ldots, -1, 0, 1, \ldots\}$ (см. также *Винера — Хинчина теорема*).

К. ф.— простая, но полезная характеристика случайного процесса. Распределение *гауссовой случайной функции* $X(t)$ полностью определяется её К. ф. и средним $\mathbf{M}X(t)$; в общем случае это заведомо не так. В то же время К. ф. вполне описывает процесс как кривую в гильбертовом пространстве интегрируемых в квадрате ф-ций на вероятностном пространстве, на к-ром задан процесс (см. *Вероятностей теория*), позволяет судить о таких его свойствах, как непрерывность, дифференцируемость и интегрируемость в среднем квадратическом и т. п. Условия на скорость убывания К. ф. при $|t-s|\to\infty$ используют в предельных теоремах для случайных процессов.

Лит.: Гихман И. И., Скороход А. В., Введение в теорию случайных процессов, 2 изд., М., 1977; Введение в статистическую радиофизику, ч. 1 — Рытов С. М., Случайные процессы, М., 1976.

К. А. Боровков.

КОРРЕЛЯЦИО́ННАЯ ЭНЕ́РГИЯ — энергия ниж. энергетич. состояния газа электронов (*ферми-газа*) за вычетом их ср. кинетич. энергии (*ферми-энергии*) и энергии *обменного взаимодействия*. В общем случае К. э. представляет собой разность энергии осн. состояния системы ферми-частиц и её значения, определённого в приближении Хартри — Фока (см. *Хартри — Фока метод*).

Согласно *Паули принципу*, два электрона с одинаковым направлением *спина* не могут находиться в одной ячейке *фазового пространства*, что эквивалентно отталкиванию между ними. Это приводит к тому, что ср. кинетич. энергия электронного газа даже при нулевой темп-ре отлична от нуля и в случае газа большой плотности даёт осн. вклад в энергию системы. Принцип Паули приводит также к корреляции во взаимном расположении электронов с параллельными спинами, к-рой соответствует обменная энергия. Вклад этого типа корреляции в энергию системы можно учесть с помощью теории возмущения в её первом приближении. Кроме того, существует корреляция электронов с противоположно направленными спинами вследствие кулоновского отталкивания между ними, она обусловливает свой специфич. вклад в энергию системы — т. н. К. э. Этот квантовомеханич. эффект можно приписать существованию в системе «корреляц. дырки» (корреляц. разрежения), в отличие от «фермиевской дырки», обусловленной принципом Паули.

К. э. нельзя учесть в рамках обычной теории возмущений: второе приближение для энергии электронного газа приводит к логарифмически расходящимся выражениям, т. к. влияние кулоновского взаимодействия вследствие его дальнодействия нельзя считать малым. Расходимость остаётся и в более высоких приближениях. Для вычисления второго и высших приближений для энергии электронного газа, т. е. для вычисления К. э., необходимо пользоваться усовершенствованной формой теории возмущений.

К. э. электронного газа, по Ю. Вигнеру (E. Wigner, 1938), определяется ф-лой $\mathcal{E}_{\text{кор}}=\mathcal{E}-\mathcal{E}_F-\mathcal{E}_{\text{обм}}$, где $\mathcal{E}_F$ — ср. кинетич. энергия электронного газа при $T=0$ К, рассчитанная на один электрон в первом приближении теории возмущений:

$$\mathcal{E}_F=\frac{3}{5}\frac{p_F^2}{2m_e}=\left(\frac{9\pi}{4}\right)^{2/3}\frac{1}{r_s^2}\,\text{Ry}\approx 2{,}21\,\frac{1}{r_s^2}\,\text{Ry}$$

[здесь p_F — ферми-импульс электронов, $r_s=\left(\frac{3}{4\pi}\times\right.$ $\left.\times\frac{V}{N}\right)^{1/3}/a_0$ — ср. расстояние между электронами в единицах боровского радиуса $a_0=\hbar^2/m_e e^2$, $\text{Ry}=m_e e^4/2\hbar^2\approx$ $\approx$13,55 эВ (*ридберг*)]; $\mathcal{E}_{\text{обм}}$ — ср. энергия кулоновского взаимодействия в электронном газе на один электрон:

$$\mathcal{E}_{\text{обм}}=-\frac{3}{4\pi\hbar^3}e^2p_F=-\frac{3}{2\pi}\left(\frac{9\pi}{4}\right)^{1/3}\frac{1}{r_s}\,\text{Ry}=$$
$$=-0{,}916\,\frac{1}{r_s}\,\text{Ry}.$$

Положит. заряд ионов (если рассматривают газ свободных электронов в металле) предполагается равномерно распределённым по объёму, т. е. влияние кристаллич. решётки не учитывается.

Для случая малой плотности газа электронов Вигнер принял, что электроны образуют в пространстве решётку, и получил след. разложение для К. э.:

$$\mathcal{E}_{\text{кор}}=\frac{U_1}{r_s}+\frac{U_2}{r_s^{3/2}}+\frac{U_3}{r_s^2}+\ldots\quad(\text{при } r_s>20),$$

где $U_1=-0{,}88$.

Для электронного газа большой плотности ($r_s\ll 1$) Вигнер вычислил К. э. вариац. методом. Интерполируя между этими двумя пределами, Вигнер нашёл

$$\mathcal{E}_{\text{кор}}\approx-\frac{0{,}88}{r_s+7{,}8}\,\text{Ry}.$$

Случай большой плотности может быть исследован более строго. Суммирование главных, дающих наибольшую степень расходимости, членов теории возмущений при $r_s\ll 1$ приводит к разложению

$$\mathcal{E}_{\text{кор}}=\frac{2}{\pi^2}(1-\ln 2)\ln r_s+C+Dr_s\ln r_s+Er_s+\ldots$$

Первый логарифмич. член разложения был определён Маке (Macke, 1950) на основе теории возмущений, а затем получен Д. Бомом и Д. Пайнсом (D. Bohm, D. Pines, 1953) методом коллективных переменных. Пост. член $C=-0{,}096$ был вычислен М. Гелл-Маном и К. Бракнером (M. Gell-Mann, K. Brueckner, 1957) методом суммирования *Фейнмана диаграмм*, ими же была оценена величина третьего и четвёртого членов разложения. К. э. была также вычислена Ф. Нозьером (Ph. Nozières) и Д. Пайнсом в 1958 методом коллективных переменных.

Для реальных металлов плотности электронного газа соответствуют значениям r_s в интервале $1{,}8\leqslant r_s\leqslant 5{,}6$, т. е. промежуточным плотностям. Для оценки К. э. щелочных металлов можно применить модель свободного электронного газа, без учёта кристаллич. решётки.

Пренебрежение К. э. приводит к неверной оценке роли корреляций электронов с параллельными спинами (поскольку при этом совершенно не учитывается корреляция электронов с антипараллельными спинами). Без учёта К. э. при очень малых плотностях оказывается возможным *ферромагнетизм* электронного газа, учёт же К. э. делает его невозможным.

Лит.: Пайнс Д., Элементарные возбуждения в твердых телах, пер. с англ., М., 1965, гл. 3, § 3; Марч Н., Янг У., Сампантхар С., Проблема многих тел в квантовой механике, пер. с англ., М., 1969, гл. 5, Приложение 4.

Д. Н. Зубарев.

КОРРЕЛЯ́ЦИЯ (от позднелат. correlatio — соотношение) — зависимость между величинами, не сводящаяся, вообще говоря, к функциональной. Термином «К.» пользуются тогда, когда одна из величин зависит не только от данной второй, но и ещё от ряда других, как правило, неизвестных факторов. Эта ситуация типична для статистич. описания динамич. системы (см. *Статистический ансамбль*, *Гиббса распределение*). В общем случае, в *вероятностей теории*, К. между двумя случайными событиями проявляется в том, что условная вероятность одного из них при наступлении второго отличается от безусловной вероятности. Численной мерой К. служат *корреляции коэффициент* (для случайных величин) или *корреляционная функция* (для случайных процессов).

КОРТЕВЕ́ГА — ДЕ ФРИ́СА УРАВНЕ́НИЕ — нелинейное дифференц. ур-ние

$$u_t+6uu_x+u_{xxx}=0,$$

представляющее собой универсальную модель для описания одномерных нелинейных волн в средах с дисперсией без диссипации, в к-рых закон дисперсии для линейных волн описывается двумя членами разложения по степеням волнового числа k: $\omega = sk(1+\varepsilon k^2)$. Предложено Д. Кортевегом (D. Korteweg) и Г. де Фрисом (G. de Vries) в 1895 в связи с задачей о волнах на поверхности жидкости. К.— де Ф. у. описывает магнитозвуковые и ионно-звуковые волны в плазме, акустич. волны в кристаллах, поверхностные и внутр. волны в океане.

Для К. — де Ф. у. найдены точные решения разл. вида, одно из осн.— *солитон*, или уединённая волна,

$$u = 2\varkappa^2 \operatorname{ch}^{-2}[\varkappa(x - 4\varkappa^2 t - x_0)],$$

амплитуда солитона $\varkappa^2$ и положение его центра x_0 — произвольные постоянные. Убывающее при $x \to \pm\infty$ нач. возмущение, эволюционируя согласно К.— де Ф. у., распадается на ряд невзаимодействующих солитонов, распространяющихся влево, и на осциллирующий и затухающий фон, распространяющийся вправо. Поведение решения при $t \to \infty$ вычисляется по нач. данным. При помощи *обратной задачи рассеяния метода* можно найти для К.— де Ф. у. бесконечные наборы точных решений, простейшим является N-солитонное: $u = 2\partial^2 \ln\Delta/\partial x^2$, где Δ — определитель матрицы

$$\Delta_{ij} = \delta_{ij} + M_i^2 (\varkappa_i + \varkappa_j)^{-1} \exp[-(\varkappa_i + \varkappa_j)x + 8\varkappa_i^3 t],$$

$\varkappa_i$, M_i ($i = 1, 2, \ldots, N$) — произвольные пост., δ_{ij} — единичная матрица. При $t \to \pm\infty$ N-солитонное решение распадается на N свободных солитонов с параметрами $\varkappa_i$. В процессе взаимодействия солитоны испытывают упругие столкновения, приводящие к сдвигу их центров. Полный сдвиг каждого солитона равен сумме сдвигов при парных столкновениях.

Простейшим периодич. решением является бегущая к н о и д а л ь н а я в о л н а, описываемая эллиптич. косинусом $\operatorname{cn}(x-ct)$, с чем и связано её название:

$$(x - ct - x_0) = \int (2E + cu^2 - 2u^3)^{-1/2}\, du,$$

здесь c, E — параметры волны. При $E \to 0$ кноидальная волна переходит в набор периодически расположенных солитонов.

К.— де Ф. у. допускает также автомодельные решения (см. *Автомодельность*), к-рые выражаются через решения *Пенлеве уравнений*. Для построения и преобразования решений К.— де Ф. у. можно использовать *Беклунда преобразования*.

К.— де Ф. у. имеет бесконечный набор интегралов движения

$$I_n = \int P_n(u, u_x, \ldots)\, dx, \quad n = 0, 1, 2, \ldots,$$

где P_n — полином от ф-ции u и её производных, в частности $P_0 = u$; $P_1 = u^2$; $P_2 = u^3 - u_x^2/2$; $P_3 = (u_{xx}^2 + 5uu_x + 5u^2)/2$. При помощи функциональной производной $\delta/\delta u$ К.— де Ф. у. можно записать в виде

$$u_t + (\partial/\partial x)\, \delta I_2/\delta u = 0, \qquad (1)$$

откуда следует, что оно является *гамильтоновой системой* с ф-цией Гамильтона I_2 и скобкой Пуассона

$$\{\alpha, \beta\} = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{\delta\alpha}{\delta u} \frac{\partial}{\partial x} \frac{\delta\beta}{\delta u} - \frac{\delta\beta}{\delta u} \frac{\partial}{\partial x} \frac{\delta\alpha}{\delta u} \right) dx.$$

Поскольку $\{I_n, I_m\} = 0$, можно показать, что К.— де Ф. у.— интегрируемая гамильтонова система, и явно ввести переменные: действие — угол. Гамильтонова структура (1) не является единственной, выбором скобок Пуассона можно сделать ф-цией Гамильтона любой из интегралов I_n.

Рассматривают также «высшие К.— де Ф. у.»:

$$u_t + (\partial/\partial x)\, \delta I_n/\delta u = 0, \quad n = 3, 4, \ldots,$$

их свойства аналогичны свойствам обычного К.— де Ф. у. В диссипативных средах К.— де Ф. у. переходит в Б ю р г е р с а — К о р т е в е г а — д е Ф р и с а у р а в н е н и е

$$u_t + 6uu_x + u_{xxx} = \nu u_{xx}, \qquad (2)$$

к к-рому (в отличие от К.— де Ф. у. и *Бюргерса уравнения*) точные методы не применимы. Стационарные решения ур-ния (2) описывают структуру ударных волн в средах с дисперсией, в частности *бесстолкновительных ударных волн* в плазме. В двумерном случае К.— де Ф. у. переходит в *Кадомцева — Петвиашвили уравнение*.

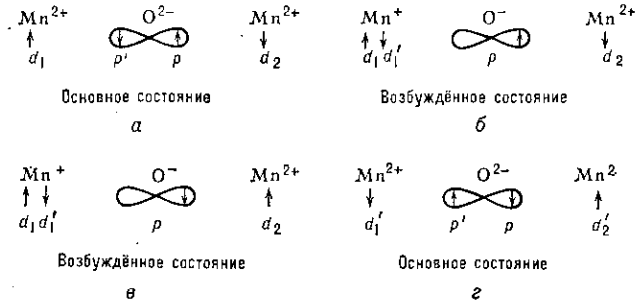
Лит.: У и з е м Д ж., Линейные и нелинейные волны, пер. с англ., М., 1977; Теория солитонов. Метод обратной задачи, М., 1980.

В. Е. Захаров.

КОСВЕННОЕ ОБМЕННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ (непрямое обменное взаимодействие) — *обменное взаимодействие* между спиновыми степенями свободы локализованных электронов (или атомных ядер) через возмущение др. электронной подсистемы: диамагнитных ионов (лигандов), окружающих магн. ионы в *магнитных диэлектриках*, либо электронов проводимости в *полупроводниках* и *металлах* [1].

В ранних опытах по адиабатич. размагничиванию парамагнитных солей (30-е гг. 20 в.) было обнаружено, что магн. моменты ионов d- или f-элементов (имеющих незаполненные d- или f-электронные оболочки в атомах) оказываются не вполне свободными даже в тех случаях, когда ионы разделены диамагнитными группами (ионы галоидов, молекулы воды и др.) и перекрытие $d(f)$-*волновых функций* (орбиталей) на разных узлах *кристаллической решётки* пренебрежимо мало. Тем самым, хотя обменная связь существует, прямое обменное взаимодействие (в духе модели Гайтлера — Лондона — Гейзенберга для молекулы H_2) в этом случае является чрезвычайно слабым. Х. А. Крамерс (H. A. Kramers), опираясь на идею Ф. Блоха (F. Bloch), в 1934 показал, что обменная связь магн. ионов, окружённых диамагнитными ионами, может осуществляться через виртуальные возбуждения диамагнитной подсистемы кристалла. Ф. Андерсон (Ph. Anderson) в 1950 развил эту идею и применил её к объяснению антиферромагнитных свойств соединений d-металлов типа MnO. Природу К. о. в. Крамерса—Андерсона (т. н. с в е р х о б м е н н о г о в з а и м о д е й с т в и я) можно пояснить на простой задаче «трёх центров, четырёх электронов», являющейся предельной идеализацией случая MnO (рис.). Из рис. видно, что виртуальные процессы, обусловливающие К. о. в., таковы: перескок электрона из заполненной оболочки лиганда (иона O^{2-}) в d-оболочку магн. иона Mn^{2+} (*б*); переворот спинов оставшегося электрона лиганда и спина d-электрона др. магн. иона вследствие прямого обменного взаимодействия (*в*); перескок d-электрона из оболочки первого иона обратно в оболочку лиганда. Тем самым возникает выигрыш в энергии осн. состояния системы с антипараллельными спинами относительно состояния с параллельными спинами, в к-ром один из процессов *б* или *в* невозможен. Возникающая зависимость полной энергии кристалла от суммарного спина в данном случае благоприятствует антиферромагнитному упорядочению магн. моментов. Величина К. о. в. Крамерса — Андерсона порядка ε^4, где ε — параметр перекрытия волновых d-ф-ций парамагнитного иона и волновых ф-ций электронов лиганда. Теория К. о. в. Крамерса — Андерсона при применении к реальным кристаллам требует рассмотрения большого числа промежуточных возбуждённых состояний, слагаемых высших порядков по ε и т. д. Андерсон в 1959 предложил поэтому др. подход [2], в к-ром на первом этапе в рамках теории поля лигандов (*внутрикристаллического поля*) определяются волновые ф-ции магн. иона в диамагнитном окружении без учёта обменных взаимодействий с др. магн. ионами; при этом d-ф-ции оказываются медленно спадающими с расстоянием за счёт примеси состояний электронов лигандов. На втором этапе рассматриваются обменные

взаимодействия в перенормированной таким образом магн. подсистеме. При этом связь между ионами i и j имеет в нерелятивистском приближении обычный вид взаимодействия Гейзенберга—Дирака—Ван Флека с гамильтонианом $\mathcal{H}=-2J_{ij}\boldsymbol{S}_i\boldsymbol{S}_j$ ($\boldsymbol{S}_i$ — оператор спина, см. *Гейзенберга модель*), а обменный параметр J_{ij} включает потенциальный (электростатич.) и кинетич. обмен. Вклад потенц. обмена положителен (способствует параллельной ориентации спинов) и обусловлен уменьшением кулоновского отталкивания для электронов с параллельными спинами из-за «фермиевской



дырки» (см. *Корреляционная энергия*). Вклад кинетич. обмена отрицателен (способствует антипараллельной ориентации спинов) и обусловлен процессами второго порядка теории возмущений по параметру, представляющему отношение энергии переноса d-электрона между магн. ионами к энергии отталкивания d-электронов на одном центре (ионе). Обычно кинетич. обмен больше потенциального, что и объясняет более широкую распространённость антиферромагнетизма по сравнению с ферромагнетизмом среди магн. диэлектриков. Знак и относит. величину К. о. в. в магн. диэлектриках в зависимости от электронной конфигурации магн. иона, симметрии кристаллич. окружения и угла между направлениями от лиганда на магн. ионы позволяют определить полуэмпирич. правила Гуденафа — Канамори [3, 5]. Осуществлены также расчёты обменных взаимодействий в кристаллах с учётом реальной электронной структуры в рамках метода функционала локальной спиновой плотности [6].

Учёт эффектов спин-орбитального взаимодействия в магн. диэлектриках с низкой симметрией кристаллич. решётки даёт антисимметричный по спиновым операторам вклад в К. о. в. Этот вклад описывается гамильтонианом $\mathcal{H}=\boldsymbol{D}_{ij}[\boldsymbol{S}_i\boldsymbol{S}_j]$, характеризующим т. н. обменное взаимодействие Дзялошинского — Мория. Оно было введено И. Е. Дзялошинским в 1957 из феноменологич. соображений и получено в рамках микроскопич. теории Т. Мория (T. Moriya) в 1960 [4]. Взаимодействие Дзялошинского—Мория ответственно за явление *слабого ферромагнетизма* в нек-рых антиферромагнитных диэлектриках (напр., α-Fe_2O_3) [1].

К. о. в. через электроны проводимости было предсказано М. Рудерманом и Ч. Киттелем (M. Ruderman, Ch. Kittel) в 1954 для ядерных спинов в металлах. Оно появляется во втором порядке теории возмущений по постоянной сверхтонкого взаимодействия и отличается дальнодействующим осциллирующим характером спадания с расстоянием R_{ij}:

$$J_{ij}\sim\cos(2k_FR_{ij})/R_{ij}^3 \quad (\text{при } 2k_FR_{ij}\gg 1).$$

Здесь k_F — фермиевский *волновой вектор* электронов проводимости. Такое поведение является следствием существования скачка электронной ф-ции распределения на *ферми-поверхности*. Теория К. о. в. между магн. моментами локализованных электронов через электроны проводимости была предложена Т. Касуя (T. Kasuya), К. Иосида (K. Yoshida) и др. в 1956 на основе s—d (f)-обменной *Шубина — Вонсовского модели* (т. н. взаимодействие Рудермана — Киттеля — Касуя — Иосиды, или *РККИ-обменное взаимодействие*). Его характерная величина $\sim I^2/\mathcal{E}_F$, где I — s—d (f)-обменный интеграл, $\mathcal{E}_F$ — *ферми-энергия* электронов проводимости, а зависимость от R_{ij} такая же, как для случая ядерных спинов. РККИ-взаимодействие играет определяющую роль в магнетизме редкоземельных магнетиков, а также разбавленных твёрдых растворов магн. ионов в немагнитной металлич. матрице типа Cu — Mn (см. *Спиновое стекло*).

Для магн. металлов группы железа и большинства их сплавов справедлива скорее картина магнетизма коллективизированных электронов, однако там, где можно говорить о наличии достаточно хорошо определённых локализованных магн. моментов (напр., по-видимому, в α-Fe), взаимодействие между ними подобно РККИ-взаимодействию, т. е. является осциллирующим и дальнодействующим. Это подтверждается прямыми расчётами обменных параметров на основе *зонной теории* магнетизма.

Заметно отличается от РККИ-взаимодействия К. о. в. в *магнитных полупроводниках* (легированные EuO, $CdCr_2Se_4$ и др.), а также в магнетиках с узкими зонами (напр., $La_{1-x}Ca_xMnO_3$). В этом случае теория возмущений по параметру $|I|/\mathcal{E}_F$ неприменима и К. о. в. имеет существенно негейзенберговский вид. Наличие в магнетике небольшого числа свободных электронов всегда способствует ферромагнитному упорядочению локализованных магн. моментов, причём выигрыш в энергии для системы упорядоченных моментов пропорционален произведению концентрации электронов проводимости (или дырок в почти заполненной зоне) на энергию переноса [теория «двойного обмена», К. Зинер (C. Zener), 1951].

Лит.: 1) Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971; 2) Anderson P. W., Exchange in insulators. Superexchange, direct exchange and double exchange, в кн.: Magnetism, v. 1, N. Y.—L., 1963; 3) Kanamori J., Anisotropy and magnetostriction of ferromagnetic and antiferromagnetic materials, там же; 4) Moriya T., Weak ferromagnetism, там же; 5) Гуденаф Д., Магнетизм и химическая связь, пер. с англ., М., 1968; 6) Губанов В. А., Лихтенштейн А. И., Постников А. В., Магнетизм и химическая связь в кристаллах, М., 1985.

М. И. Кацнельсон.

КОСМИЧЕСКАЯ ПЛАЗМА — *плазма* в космич. пространстве и космич. объектах. К. п. условно можно разделить по предметам исследований: околопланетная, межпланетная плазма, плазма звёзд и звёздных атмосфер, плазма квазаров и галактич. ядер, межзвёздная и межгалактич. плазма. Указанные типы К. п. различаются своими параметрами (ср. плотностями n, ср. энергиями частиц и т. п.), а также состояниями: термодинамически равновесными, частично или полностью неравновесными.

Межпланетная К. п. Состояние околопланетной плазмы, а также структура занимаемого ею пространства зависят от наличия собственного магн. поля у планеты и её удалённости от Солнца. Магн. поле планеты существенно увеличивает область удержания околопланетной плазмы, образуя естественные *магнитные ловушки*. Поэтому область удержания околопланетной плазмы является неоднородной. Большую роль в формировании околопланетной плазмы играют потоки солнечной плазмы, двигающиеся практически радиально от Солнца (т. н. *солнечный ветер*), плотности к-рых падают с расстоянием от Солнца. Непосредственные измерения плотности частиц солнечного ветра вблизи Земли с помощью космич. аппаратов дают значения $n\simeq(1—10)$ см$^{-3}$. Плазма околоземного космич. пространства обычно разделяется на плазму *ионосферы*, имеющую плотность n до $\sim10^5$ см$^{-3}$ на высотах $\sim$ 350 км, плазму *радиационных поясов* Земли ($n\sim10^7$ см$^{-3}$) и *магнитосферы Земли*; вплоть до неск. радиусов Земли простирается т. н. плазмосфера, плотность к-рой $n\sim10^2$ см$^{-3}$.

Особенность плазмы верх. ионосферы, радиац. поясов и магнитосферы в том, что она является бесстолкновительной, т. е. пространственно-

временные масштабы волновых и колебат. процессов в ней намного меньше столкновительных. Релаксация по энергиям и импульсам протекает не за счёт столкновений, а через возбуждение коллективных степеней свободы плазмы — колебаний и волн. В плазме подобного типа, как правило, отсутствует термодинамич. равновесие, в частности между электронной и ионной компонентами. Быстропротекающие процессы в них, напр. ударные волны, также определяются возбуждением мелкомасштабных колебаний и волн. Характерным примером является бесстолкновительная ударная волна, образующаяся при обтекании солнечным ветром магнитосферы Земли.

Звёздная К. п. Солнце и звёзды можно рассматривать как гигантские сгустки К. п. с плотностью, постоянно возрастающей от внеш. частей к центру: корона, хромосфера, фотосфера, конвективная зона, ядро. В т. н. нормальных звёздах высокие темп-ры обеспечивают термич. ионизацию вещества и переход его в состояние плазмы. Высокое давление плазмы поддерживает гидростатич. равновесие. Макс. расчётная плотность К. п. в центре нормальных звёзд $n\sim\sim10^{24}$ см$^{-3}$, темп-ра до 10^9 К. Несмотря на высокие плотности, плазма здесь обычно идеальная за счёт высоких темп-р: только в звёздах с малыми массами ($\gtrsim0{,}5$ массы Солнца) появляются эффекты, связанные с неидеальностью плазмы. В центр. областях нормальных звёзд длины свободного пробега частиц малы, поэтому плазма в них столкновительная, равновесная; в верх. слоях, в особенности хромосфере и короне, плазма бесстолкновительная. (Эти расчётные модели основаны на ур-ниях *магнитной гидродинамики*.)

В массивных и компактных звёздах плотность К. п. может быть на неск. порядков выше, чем в центре нормальных звёзд. Так, в *белых карликах* плотность настолько велика, что электроны оказываются вырожденными (см. *Вырожденный газ*). Ионизация вещества обеспечивается за счёт большой величины кинетич. энергии частиц, определяемой *ферми-энергией*; это же является причиной идеальности К. п. в белых карликах. Статич. равновесие обеспечивается фермиевским давлением электронов вырожденной плазмы. Ещё бо́льшие плотности вещества, возникающие в нейтронных звёздах, приводят к вырождению не только электронов, но и нуклонов. К нейтронным звёздам относятся пульсары — компактные звёзды, имеющие диаметры ~20 км при массе $\sim1\ M_\odot$. Пульсары характеризуются быстрым вращением (играющим важную роль в механич. равновесии звезды) и магн. полем дипольного типа ($\sim10^{12}$ Гс на поверхности), причём магн. ось не обязательно совпадает с осью вращения. Пульсары обладают магнитосферой, заполненной релятивистской плазмой, к-рая является источником излучения эл.-магн. волн.

Диапазон темп-р и плотностей К. п. огромен. На рис. схематически показано разнообразие видов плазмы и их примерное расположение на диаграмме температура—плотность. Как видно из диаграммы, последовательность в уменьшении плотности К. п. приблизительно такова: плазма звёзд, околопланетная плазма, плазма квазаров и галактич. ядер, межпланетная плазма, межзвёздная и межгалактич. плазма. За исключением плазмы ядер звёзд и ниж. слоёв околопланетной плазмы, К. п. является бесстолкновительной. Поэтому она часто бывает термодинамически неравновесной, а ф-ции распределения составляющих её заряж. частиц по скоростям и энергиям далеки от максвелловских. В частности, они могут содержать пики, соответствующие отд. пучкам заряж. частиц, быть анизотропными, в особенности в магн. космич. полях, и т. п. Такая плазма «избавляется» от неравновесности не через столкновения, а наиб. быстрым путём — через возбуждение эл.-магн. колебаний и волн (см. *Бесстолкновительные ударные волны*). Это приводит к тому, что мощность излучения космич. объектов, содержащих бесстолкновительную плазму, намного превосходит мощность равновесного излучения, а спектр заметно отличается от планковского. Примером является излучение *квазаров*, к-рое и в радио- и в оптич. диапазоне имеет неравновесный характер. И, несмотря на неоднозначность теоретич. интерпретации наблюдаемого излучения, все теории указывают на важность роли потоков релятивистских электронов, распространяющихся на фоне основной плазмы.

Др. источник неравновесного радиоизлучения — *радиогалактики*, к-рые по размерам значительно пре-



Классификация видов плазмы: ГР — плазма газового разряда; МГД — плазма в магнитогидродинамических генераторах; ТЯП-М — плазма в термоядерных магнитных ловушках; ТЯП-Л — плазма в условиях лазерного термоядерного синтеза; ЭГМ — электронный газ в металлах; ЭДП — электронно-дырочная плазма в полупроводниках; БК — вырожденный электронный газ в белых карликах; И — плазма ионосферы; СВ — плазма солнечного ветра; СК — плазма солнечной короны; С — плазма в центре Солнца; МП — плазма в магнитосферах пульсаров.

восходят галактики, видимые в оптич. диапазоне. Здесь также важную роль играют релятивистские электроны, выбрасываемые из галактик и распространяющиеся на фоне окружающей галактики плазмы. Неравновесность магнитосферной плазмы, проявляющаяся также в наличии пучков заряж. частиц, приводит к километровому радиоизлучению Земли.

Неравновесные плазменные явления приводят также к тому, что плазма не только мощно излучает, но и становится турбулентной за счёт того, что определ. типы возбуждаемых волн и колебаний либо «задерживаются» в плазме долго либо вообще не могут «покинуть» плазму (напр., ленгмюровские колебания). Это позволяет найти путь для решения проблемы т. н. «обойдённых» элементов в теории происхождения элементов во Вселенной. Наиб. распространённая теория происхождения элементов предполагает, что из исходных протонов и нейтронов элементы образуются путём последоват. захвата нейтронов, а когда новый изотоп перегружен нейтронами, то в результате его радиоактивного распада с испусканием электрона и антинейтрино возникает новый элемент. Однако есть «обойдённые» элементы (напр., дейтерий, литий, бор и т. д.), образование к-рых нельзя объяснить захватом нейтронов; их происхождение, возможно, связано с ускорением заряж. частиц в областях с высокой степенью плазменной турбулентности и последующими ядерными реакциями ускоренных частиц.

К. п. удалённых объектов исследуется дистанционными спектральными методами с помощью оптич. телескопов, радиотелескопов, внеатмосферных спутниковых телескопов в рентгеновском и γ-диапазонах излучения. С помощью приборов, установленных на ракетах, спутниках и космич. аппаратах, быстро расширяется диапазон прямых измерений параметров К. п. в пределах Солнечной системы. Эти методы включают в себя использование зондовых, волновых низко- и высокочастотных спектрометрич. измерений, измерений магн. и электрич. полей (см. *Диагностика плазмы*). Так были обнаружены радиац. пояса Земли, солнечный ветер, бесстолкновительная ударная волна впереди магнитосферы Земли, хвост магнитосферы,

километровое излучение Земли, магнитосферы планет от Меркурия до Сатурна и т. д.

Совр. космич. техника позволяет проводить т. н. активные эксперименты в космосе — активно воздействовать на К. п., в первую очередь околоземную, радиоизлучениями, пучками заряж. частиц, плазменными сгустками и т. п. Эти методы используются для диагностики, моделирования естеств. процессов в реальных условиях, инициирования естеств. явлений (напр., полярных сияний).

Типы К. п. в космологии. По совр. представлениям, Вселенная возникла во время т. н. большого взрыва (big-bang). В период разлёта вещества (расширяющаяся Вселенная), помимо гравитации, определяющей разлёт, три остальных типа взаимодействия (сильное, слабое и эл.-магнитное) вносят свой вклад в плазменные явления на разных стадиях разлёта. При чрезвычайно высоких темп-рах, характерных для ранних стадий разлёта, такие частицы, как, напр., $W^{\pm}$- и Z^0-бозоны, ответственные за *слабые взаимодействия*, были безмассовыми, как и фотоны (симметрия эл.-магн. и слабых взаимодействий). Это означает, что слабое взаимодействие являлось дальнодействующим, в к-ром аналогом самосогласованному эл.-магн. полю было самосогласованное *Янга — Миллса поле*. Т. о., вся лептонная компонента вещества находилась в состоянии плазмы. Учитывая имеющуюся в стандартной модели связь времени разлёта t и темп-ры термодинамически равновесного вещества T: $t\,(\text{с}) \approx 1/T^2$ (темп-ра в МэВ), можно оценить время, в течение к-рого существовала такая лептонная плазма. При темп-рах T, приближающихся к энергии покоя Z^0-бозона $M_Z c^2 \approx$ $\approx$100 ГэВ (соответствующее время $t \approx 10^{-10}$ с), происходит фазовый переход со *спонтанным нарушением симметрии* слабых и эл.-магн. взаимодействий, приводящий к появлению масс у $W^{\pm}$- и Z^0-бозонов, после чего лишь заряженные лептоны взаимодействуют с помощью только одних дальнодействующих сил — электромагнитных.

Адронная (сильно взаимодействующая) компонента вещества при столь высоких темп-рах также находится в своеобразном плазменном состоянии, наз. *кварк-глюонной плазмой*. Здесь взаимодействие между кварками осуществляется также безмассовыми глюонными полями. При плотностях горячей кварк-глюонной плазмы ($n \sim T^3$) со ср. расстоянием между элементарными частицами $\ll 10^{-13}$ см — радиус нуклона (при этом $T \gg 100$ МэВ) кварк-глюонная плазма является идеальной и может быть бесстолкновительной. При дальнейшем остывании Вселенной, когда за время $t \approx 10^{-4}$ с темп-ра падает до $T \approx 100$ МэВ (энергии покоя π-мезонов), происходит новый фазовый переход: кварк-глюонная плазма — адронное вещество (характеризующееся короткодействием с радиусом взаимодействия $\sim 10^{-13}$ см). Это вещество состоит из стабильных нуклонов и быстро распадающихся адронов. Общее состояние К. п. в последующий затем период определяется заряж. лептонной (в основном электронно-позитронной) компонентой, т. к. во Вселенной сохраняется отношение полного барионного заряда к лептонному и само это отношение весьма мало ($\approx 10^{-9}$). В итоге при малых временах ($t \ll 1$ с) К. п. является ультрарелятивистской и в основном электронно-позитронной. В момент времени $t \sim 1$ с темп-ра электронно-позитронной плазмы падает до 1 МэВ и ниже, при этом начинается интенсивная аннигиляция электронно-позитронных пар, после чего К. п. медленно приближалась к совр. состоянию, мало меняясь по составу элементарных частиц.

Лит.: Пикельнер С. Б., Основы космической электродинамики, 2 изд., М., 1966; Акасофу С. И., Чепмен С., Солнечно-земная физика, пер. с англ., ч. 1—2, М., 1974—75; Арцимович Л. А., Сагдеев Р. З., Физика плазмы для физиков, М., 1979.

В. Н. Ораевский, Р. З. Сагдеев.

КОСМИ́ЧЕСКИЕ ЛУЧИ́ (КЛ) — поток заряж. частиц высокой энергии, преим. протонов, приходящих к Земле приблизительно изотропно со всех направлений космич. пространства. Внутрь Солнечной системы КЛ попадают в основном из межзвёздного пространства от источников, расположенных в пределах нашей Галактики,— г а л а к т и ч е с к и е КЛ (ГКЛ); самые энергичные частицы имеют, по-видимому, внегалактич. происхождение — м е т а г а л а к т и ч е с к и е КЛ; нек-рая доля КЛ приходит от Солнца после мощных солнечных вспышек — с о л н е ч н ы е КЛ (СКЛ). Названные КЛ являются п е р в и ч н ы м и. При вхождении в атмосферу Земли, сталкиваясь с ядрами атомов воздуха, они образуют большое количество вторичных частиц (протонов, электронов, мезонов, фотонов и др.) — в т о р и ч н ы е КЛ, к-рые затем регистрируются приборами на Земле.

Общая характеристика КЛ. Существование КЛ было установлено в 1912 В. Гессом (V. Hess) по производимой ими ионизации воздуха; возрастание ионизации с высотой доказывало их внеземное происхождение; отклонение КЛ в магн. поле [Р. Милликен (R. A. Millikan), 1923; Д. В. Скобельцын, 1927; С. Н. Вернов, 1935] показало, что первичные КЛ представляют собой поток заряж. частиц.

КЛ напоминают сильно разреженный газ, частицы к-рого практически не сталкиваются друг с другом, но взаимодействуют с веществом и эл.-магн. полями межзвёздного и межпланетного пространства. Ядра атомов разл. элементов, входящие в состав КЛ, полностью лишены электронов и обладают огромными кинетич. энергиями (вплоть до $\mathcal{E}_к \sim 10^{20}$ эВ). Хотя суммарный поток первичных КЛ на границе с атмосферой Земли невелик ($\sim$1 частица/см^2·с), ср. плотность их энергии ($\sim$1 эВ/см^3) сравнима со ср. плотностью лучистой энергии звёзд в межзвёздной среде, энергии теплового движения межзвёздного газа и кинетич. энергии его турбулентных движений, а также со ср. плотностью энергии магн. поля Галактики.

Важная особенность КЛ — нетепловое происхождение их энергии. Действительно, при темп-ре 10^9 К, характерной, по-видимому, для звёздных недр, энергия теплового движения частиц не превышает 10^5 эВ. Осн. же масса частиц КЛ, наблюдаемых у Земли, имеет энергии от 10^8 эВ и выше. Это означает, что КЛ приобретают энергию в специфич. астрофизич. процессах эл.-магн. и плазменной природы.

Изучение КЛ даёт ценные сведения об эл.-магн. условиях в разл. областях космич. пространства. Круг вопросов, связанных с изучением происхождения КЛ, их состава, спектра, временны́х вариаций, их роли в астрофиз. явлениях, составляет к о с м о ф и з и ч е с к и й а с п е к т КЛ.

С др. стороны, КЛ незаменимы в качестве естеств. источника частиц высокой энергии при изучении элементарной структуры вещества и взаимодействий между элементарными частицами. Исследования такого рода относятся к я д е р н о - ф и з и ч е с к о м у а с п е к т у КЛ. Именно детальное изучение зарядов и масс вторичных КЛ привело к открытию позитронов (1932), мюонов (1937), π- и K-мезонов (1947), а также Λ^0-, $\Sigma^{\pm}$-гиперонов. Исследования КЛ в ядерно-физ. аспекте продолжаются в основном с целью определения характеристик элементарного акта ядерного взаимодействия при энергиях $\mathcal{E}_к > 10^{15}$ эВ; кроме того, они дают информацию об интенсивности, спектре и анизотропии частиц при $\mathcal{E}_к \approx 10^{15}$—$10^{20}$ эВ, что очень важно для поиска источников КЛ и механизмов их ускорения. КЛ ещё долго будут оставаться уникальным источником частиц сверхвысоких энергий, т. к. на самых мощных совр. ускорителях макс. достигнутая энергия пока не превышает 10^{14} эВ.

Методы наблюдения КЛ. Из-за огромного энергетич. диапазона КЛ (10^6—10^{20} эВ) методы их регистрации

и наблюдения очень разнообразны. Это и наземные счётчиковые установки большой площади для регистрации т. н. широких атм. ливней (см. ниже), и мировая сеть нейтронных мониторов, и счётчиковые телескопы, ионизац. камеры, фотоядерные эмульсии, поднимаемые на аэростатах, геофизич. ракетах, на ИСЗ и межпланетных автоматич. станциях. С развитием космич. техники и радиохимич. методов стало возможным изучать характеристики КЛ по радиоизотопам и трекам, образуемым ими в метеоритах, лунном грунте и т. п.

Используются также косвенные методы изучения КЛ — по наблюдениям радиоизлучения космич. электронов, по данным о гамма-излучении от распада нейтральных пионов, образуемых КЛ в межзвёздном пространстве, по эл.-магн. излучению солнечных вспышек, по эффектам ионизации, вызываемым КЛ в ниж. части ионосферы Земли (особенно в полярных широтах при вторжении СКЛ) и др.

Состав космических лучей. Более 90% частиц КЛ всех энергий составляют протоны, 7% — ядра гелия (α-частицы) и лишь небольшая доля (~1%) приходится на ядра более тяжёлых элементов (эти цифры относятся к частицам с энергией $\mathcal{E}_к \geqslant 2{,}5$ ГэВ/нуклон). Относит. содержание ядер элементов в КЛ приведено в таблице.

Относительное среднее содержание ядер элементов в КЛ, на Солнце и в звёздах

Элемент	СКЛ	ГКЛ	Солнце	Звёзды
^{1}H	4600*	685	1445	925
^{2}He	70*	48	91	150
^{3}Li	—	0,3	$<10^{-5}$	$<10^{-5}$
^{4}Be—^{5}B	0,02	0,8	$<10^{-5}$	$<10^{-5}$
^{6}C	0,54*	1,8	0,6	0,26
^{7}N	0,20	0,8	0,1	0,20
^{8}O**	1,0*	1,0	1,0	1,0
^{9}F	<0,03	<0,1	10^{-3}	10^{-4}
^{10}Ne	0,16*	0,30	0,054	0,36
^{11}Na	—	0,19	0,002	0,002
^{12}Mg	0,18*	0,32	0,05	0,04
^{13}Al	—	0,06	0,002	0,004
^{14}Si	0,13*	0,12	0,065	0,045
^{15}P—^{21}Sc	0,06	0,13	0,032	0,024
^{16}S—^{20}Ca	0,04*	0,11	0,028	0,02
^{22}Ti—^{28}Ni	0,02	0,28	0,006	0,033
^{26}Fe	0,15*	0,14	0,05	0,06

* Данные наблюдений для интервала энергий $\mathcal{E}_к = 1$—20 Мэв/нуклон, остальные цифры в этой колонке относятся к $\mathcal{E}_к > 40$ МэВ/нуклон. Точность значений ~10—50%.

** Количество ядер кислорода принято за единицу.

Такой состав КЛ приблизительно соответствует ср. распространённости элементов во Вселенной с двумя существенными отклонениями: в КЛ значительно больше лёгких ядер (Li, Be, B) и тяжёлых ядер с $Z \geqslant 20$. Большое количество ядер Li, Be, B по сравнению со ср. распространённостью связано, вероятно, с расщеплением тяжёлых ядер при столкновениях с ядрами атомов межзвёздной среды. Из наблюдаемого количества ядер лёгкой группы и изотопного состава ядер Be получены оценки расстояния, проходимого КЛ в межзвёздной среде (~3 г/см^2, или ~$3 \cdot 10^{25}$ см), и времени жизни КЛ в Галактике ($\leqslant 10^8$ лет). КЛ содержат также $\leqslant$1% релятивистских электронов с энергиями $\mathcal{E}_к \geqslant 1$ ГэВ, а также позитроны, причём наблюдаемое отношение их интенсивностей составляет ~0,1. В 1979—1981 получены эксперим. свидетельства того, что в КЛ значит. количество антипротонов ($\geqslant 10^{-4}$ по отношению к протонам).

Энергетический спектр имеет вид немонотонной кривой с максимумом при $\mathcal{E}_к \approx 300$—500 МэВ/нуклон и минимумом при $\mathcal{E}_к = 20$—30 МэВ/нуклон (рис. 1). Уменьшение интенсивности КЛ при $\mathcal{E}_к \leqslant 400$ МэВ/нуклон объясняют модуляцией, оказываемой межпланетными магн. полями, переносимыми солнечным ветром, хотя вид первичного спектра за пределами Солнечной системы неизвестен. Характерный провал в спектре в интервале 10—40 МэВ — вероятно, результат наиболее эфф. рассеяния частиц на неоднородностях межпланетного магн. поля.

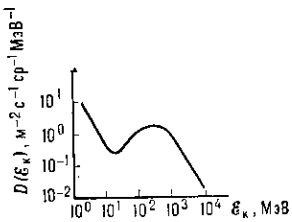


Рис. 1. Дифференциальный спектр космических лучей (протонов) с $\mathcal{E}_к \leqslant 10$ ГэВ в межпланетном пространстве вблизи орбиты Земли в 1965.

В области энергий левее минимума (10 МэВ) спектр испытывает сильные и частые нерегулярные вариации, вызванные потоками СКЛ. Энергетич. спектр СКЛ у Земли сильно меняется от вспышки к вспышке, имеет приблизительно степенной характер с показателем степени 3—7 (см. *Солнечные космические лучи*). В спокойные периоды, когда потоки СКЛ обладают минимальной интенсивностью и относительно стабильны, в межпланетном пространстве существует квазистационарный фон малоэнергичных КЛ со спектром, показанным на рис. 1 (левее минимума).

Ниж. граница энергии СКЛ неопределённа и составляет $\leqslant 10^6$ эВ. Верх. предел энергии СКЛ $\simeq 2 \times \times 10^9$ эВ; имеются отд. указания о регистрации солнечных протонов с энергией до 10^{10} эВ.

В области энергий выше 10^{10} эВ дифференц. спектр уже не подвержен модуляции и хорошо описывается степенной ф-цией с показателем степени $\gamma \simeq 2{,}7$ вплоть до 10^{15} эВ. При $\mathcal{E}_к \simeq 10^{15}$ эВ в спектре имеется излом, спектр становится более крутым ($\gamma \simeq 3{,}2$). В области $\mathcal{E}_к \geqslant 10^{18}$ эВ форма спектра известна плохо, но есть указания на то, что спектр вновь становится более пологим. При $\mathcal{E}_к \geqslant 10^{19}$—$10^{20}$ эВ спектр должен резко обрываться из-за ухода частиц в межгалактич. пространство и взаимодействия с фотонным *реликтовым излучением*. Поток частиц сверхвысоких энергий очень мал: на площадь 10 км^2 за год попадает в среднем не более одной частицы с $\mathcal{E}_к \geqslant 10^{20}$ эВ.

Форма энергетич. спектра α-частиц и более тяжёлых ядер близка к форме спектра протонов; это означает, что хим. состав КЛ слабо зависит от энергии, однако данные о составе КЛ в области высоких энергий весьма скудны. Спектр электронов при достаточно высоких энергиях также близок к степенному с $\gamma = 2{,}7$.

Вариации КЛ. Проникая в Солнечную систему, первичные ГКЛ вступают во взаимодействие с межпланетным магн. полем гелиосферы, к-рое формируется намагниченной плазмой, движущейся радиально от Солнца (*солнечный ветер*). В Солнечной системе устанавливается равновесие между конвективным потоком КЛ, выносимым солнечным ветром наружу, и потоком, направленным внутрь системы. Влияние межпланетного поля «чувствуют» частицы сравнительно небольших энергий ($\mathcal{E}_к < 10^{10}$ эВ), ларморовский радиус к-рых сравним с размерами неоднородностей межпланетного магн. поля. Параметры гелиосферы изменяются с изменением солнечной активности в течении 11-летнего цикла, и в ГКЛ наблюдается модуляция интенсивности, наз. 11-летней вариацией. Интенсивность КЛ изменяется в противофазе с солнечной активностью. Амплитуда вариаций различна для разных энергий, а интегральный поток ГКЛ меняется приблизительно в два раза.

Кроме 11-летней наблюдаются ещё 27-дневная, солнечно-суточная вариации, *Форбуша эффект* и др. 27-дневная вариация КЛ с амплитудой ~10% в меж-

планетном пространстве на орбите Земли соответствует периоду вращения Солнца и обусловлена асимметрией потока магн. неоднородностей в солнечном ветре. Солнечно-суточная вариация с амплитудой $\leqslant 2\%$ связана с суточным вращением Земли и обусловлена различием свойств солнечного ветра в направлении на Солнце и в антисолнечном направлении. Эффект Форбуша представляет собой кратковрем. понижение интенсивности КЛ (на $\sim 50\%$ в межпланетном пространстве и до 25—30% на поверхности Земли), обычно связанное с геомагн. бурей. Этот эффект вызывается рассеянием ГКЛ магн. полями, переносимыми солнечными корпускулярными потоками после вспышек на Солнце, когда поля оказываются у Земли и как бы «закрывают» её от КЛ.

Исследования вариаций ГКЛ и СКЛ позволили оценить напряжённость квазирегулярного межпланетного магн. поля (ср. значение на орбите Земли $\sim 10^{-5}$ Гс). Неоднородности межпланетного магн. поля имеют характерные размеры $\sim 10^{10}$—10^{11} см (для сравнения — диаметр Земли равен $1{,}28 \cdot 10^9$ см). Вариации КЛ дают уникальную возможность исследовать свойства солнечного ветра перпендикулярно плоскости эклиптики на больших расстояниях от Солнца. Исследования вариаций КЛ помогают в изучении свойств земной магнитосферы (определение параметров кольцевого тока, возникающего при развитии геомагн. бури), ионосферы (образование ионизованного слоя за счёт ГКЛ и усиленная ионизация в полярной ионосфере во время вспышек СКЛ).

Попадая в магн. поле Земли, ГКЛ отклоняются от первонач. направления вследствие действия на них *Лоренца силы*. На заданную широту вблизи Земли с данного направления приходят частицы только с энергией, превышающей нек-рое пороговое значение. Этот эффект наз. г е о м а г н. о б р е з а н и е м. Отклоняющее действие магн. поля проявляется тем сильнее, чем меньше геомагн. широта места наблюдения. Так, напр., с вертикального направления на экватор попадают протоны только с энергией $\mathcal{E}_к \geqslant 1{,}5 \cdot 10^{10}$ эВ, на геомагн. широту 51° — с энергией $\mathcal{E}_к \geqslant 2{,}5 \cdot 10^9$ эВ. Поскольку ГКЛ имеют падающий спектр, их интенсивность на экваторе меньше, чем на высоких широтах,— т. н. ш и р о т н ы й э ф ф е к т КЛ.

Взаимодействие КЛ с атмосферой Земли. Попадая в атмосферу Земли, высокоэнергичные первичные КЛ (протоны и др. ядра) испытывают столкновения с ядрами атомов воздуха (в основном азота и кислорода). В результате взаимодействия происходит расщепление ядер и рождение нестабильных элементарных частиц (т. н. *множественные процессы*). Ср. пробег до ядерного взаимодействия в атмосфере для протонов ≈ 80 г/см^2, что составляет $^1/_{13}$ часть всей толщи атмосферы, следовательно, протон успеет неск. раз вступить во взаимодействие с ядрами атомов воздуха. Поэтому вероятность дойти до уровня моря у первичных КЛ крайне мала. На больших глубинах в атмосфере регистрируется вторичное излучение, разделяемое в соответствии с природой и свойствами на ядерно-активную, мюонную и электронно-фотонную компоненты (рис. 2).

В элементарном акте взаимодействия первичной частицы КЛ с ядрами атомов воздуха рождаются почти все известные элементарные частицы, среди к-рых гл. роль играют π-мезоны, как заряженные, так и нейтральные. Нуклоны и не успевшие распасться $\pi^\pm$-мезоны образуют ядерно-активную компоненту вторичного излучения. Взаимодействуя с ядрами атомов воздуха, они, подобно первичной частице КЛ, рождают новые каскады частиц до тех пор, пока их энергия не снизится до $\mathcal{E}_к \sim 10^9$ эВ. На уровне моря остаётся менее 1% ядерно-активных частиц.

Мюонная и нейтринная компоненты образуются при распаде заряженных $\pi^\pm$-мезонов [$\pi^\pm \to \mu^\pm + \nu_\mu\,(\bar{\nu}_\mu)$]. Высокоэнергичные мюоны взаимодействуют с веществом, поэтому они доходят до уровня моря и проникают глубоко под землю. Нейтроны и мюоны вторичного излучения постоянно регистрируются сетью наземных станций. На основе этих измерений исследуются вариации интенсивности первичных КЛ.

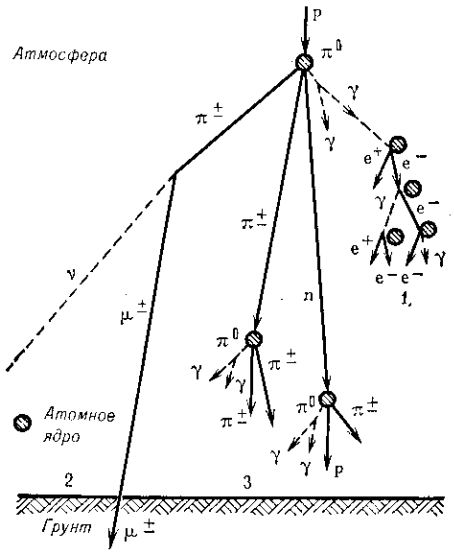


Рис. 2. Схема взаимодействия космических лучей с атмосферой Земли: *1* — электронно-фотонная, *2* — мюонная, *3* — нуклонная компоненты.

Возникновение электронно-фотонной компоненты связано с распадом π^0-мезонов: $\pi^0 \to 2\gamma$. В кулоновском поле ядер каждый γ-фотон рождает электрон-позитронную пару ($\gamma \to e^+ + e^-$). За счёт тормозного излучения этой пары вновь возникают γ-фотоны, к-рые рождают, в свою очередь, электрон-позитронные пары. Повторение этого процесса приводит к лавинообразному размножению числа частиц до тех пор, пока при нек-рой $\mathcal{E}_{крит}$ преобладающими не станут конкурирующие процессы потери энергии γ-фотонами и электронами (позитронами). После этого происходит затухание каскада. Число частиц в максимуме каскада пропорц. энергии первичной частицы. Каскады, образующиеся при КЛ с $\mathcal{E}_к > 10^{14}$ эВ, содержат 10^6—10^9 частиц; они наз. ш и р о к и м и а т м о с ф е р н ы м и л и в н я м и (ШАЛ). С помощью ШАЛ проводится исследование КЛ в области сверхвысоких энергий.

Происхождение КЛ. Для ГКЛ, наблюдаемых у Земли, характерна высокая степень изотропии: с точностью до 0,1% интенсивность частиц с $\mathcal{E}_к \geqslant 10^{11}$—$10^{15}$ эВ по всем направлениям одинакова. При более высоких энергиях амплитуда анизотропии постепенно растёт (рис. 3) и в интервале $\mathcal{E}_к = 10^{19}$—10^{20} эВ достигает неск. десятков %. Анизотропия 0,1% с максимумом вблизи 19^h звёздного времени примерно совпадает с направлением магн. поля галактич. спирали, в к-рой находится Солнце; вероятно, она связана с вытеканием

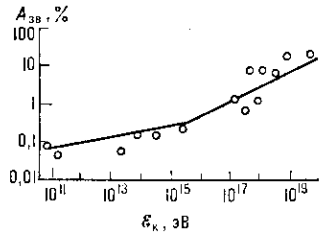


Рис. 3. Амплитуда анизотропии космических лучей в зависимости от энергии в интервале $\mathcal{E}_к = 10^{11}$—10^{20} эВ.

КЛ из Галактики. Направление макс. интенсивности ГКЛ с энергией $\mathcal{E}_к > 10^{17}$ эВ соответствует появлению дрейфового потока поперёк силовых линий галактич. магн. поля. Возможно, для этих энергий источники КЛ в нашей Галактике уже не эффективны и к Земле приходят КЛ из др. галактик.

Из-за высокой изотропии ГКЛ наблюдения у Земли не позволяют однозначно установить, где они рождаются и как распределены во Вселенной. Ответить на эти вопросы смогла радиоастрономия в связи с открытием космич. синхротронного излучения в диапазоне радиочастот $f \simeq 10^7 - 10^9$ Гц. В галактич. магн. полях релятивистские электроны движутся подобно др. заряж. частицам высокой энергии (протонам и более тяжёлым ядрам), но в отличие от них, благодаря малой массе, интенсивно излучают радиоволны и тем самым обнаруживают себя в удалённых частях Галактики, являясь индикаторами КЛ вообще. Релятивистские электроны занимают протяжённую область, охватывающую всю Галактику и наз. галактическим гало.

Кроме общего галактич. радиоизлучения были обнаружены дискретные его источники: оболочки *сверхновых звёзд*, *пульсары*, ядро Галактики, *квазары*. Естественно ожидать, что все эти объекты являются источниками КЛ. Магн. поля указанных объектов отличаются большой напряжённостью, поэтому электроны в таких полях могут генерировать также рентг. излучение синхротронной природы, к-рое даёт дополнит. информацию об источниках КЛ.

Важным индикатором источников КЛ является космич. гамма-излучение, возникающее за счёт распада нейтральных пионов, образующихся при столкновениях КЛ с частицами межзвёздного газа. Гамма-лучи не подвержены воздействию магн. полей, поэтому направление их прихода непосредственно указывает на источник КЛ. В отличие от наблюдаемого внутри Солнечной системы почти изотропного распределения КЛ, распределение гамма-излучения по небу оказалось весьма неравномерным и подобным распределению сверхновых звёзд по галактич. долготе. Этот факт свидетельствует в пользу гипотезы о том, что сверхновые являются источником КЛ. В пользу сверхновых как осн. источника КЛ говорят также оценки их энерговыделения при вспышках. Полная мощность всех источников КЛ в Галактике составляет $\approx 5 \times 10^{40}$ эрг·с$^{-1}$. Энерговыделение при вспышке одной сверхновой обычно считается $10^{49} - 10^{51}$ эрг. Сверхновые в Галактике вспыхивают в среднем каждые 10—30 лет, так что ср. мощность их энерговыделения составляет $10^{40} - 3 \cdot 10^{42}$ эрг·с$^{-1}$. Т. о., сверхновые являются наиб. вероятными источниками ГКЛ. Но не следует исключать нек-рого вклада др. галактич. источников КЛ, в частности пульсаров, где возможно ускорение до весьма высоких энергий, и галактич. ядра, где идут взрывные процессы, аналогичные взрывам сверхновых. КЛ с $\mathcal{E}_к > 10^{17}$ эВ, скорее всего, ускоряются во внегалактич. источниках.

Механизмы ускорения. Вопрос об ускорении частиц до высоких энергий (превращении энергии магн. поля и движений плазмы в энергию быстрых частиц) в деталях ещё далёк от окончат. решения. Однако в общих чертах принципиальная сторона процесса ускорения ясна. Чтобы свершился элементарный акт приращения энергии заряж. частицы, необходим источник энергии в виде электрич. поля. В космич. плазме не могут существовать сколько-нибудь значит. электростатич. поля, к-рые бы ускоряли заряж. частицы за счёт разности потенциалов между точками поля. Но в плазме могут возникать электрич. поля импульсного или индукционного характера. Импульсные электрич. поля появляются, напр., при разрыве *нейтрального токового слоя*, возникающего в области пересоединения магн. полей противоположной полярности. Индукционное электрич. поле появляется при увеличении напряжённости магн. поля со временем.

Нач. стадия ускорения может быть также обусловлена взаимодействием частиц с электрич. полями плазменных волн в областях с интенсивным турбулентным движением плазмы (см. *Взаимодействие частиц с волнами*). В отличие от регулярного ускорения в полях импульсного или индукционного типа, ускорение плазменными волнами имеет статистич. характер. К числу статистич. относится также модель Ферми, в к-рой ускорение происходит при столкновениях частиц с движущимися магн. неоднородностями («облаками»). Аналогична природа ускорения частиц при их взаимодействии с сильными ударными волнами, в частности при сближении двух ударных волн, образующих отражающие магн. «стенки» для ускоряемых частиц.

В межзвёздной среде статистич. ускорение, по-видимому, неэффективно, за исключением, возможно, частиц сравнительно малых энергий ($\mathcal{E}_к \leqslant 1-3$ ГэВ). В оболочках сверхновых наблюдаются интенсивные турбулентные движения, поэтому эффективность статистич. ускорения должна повышаться.

Общим свойством всех ускорит. механизмов является падающий характер формируемого ими спектра КЛ. Но на этом сходство кончается. Несмотря на интенсивные теоретич. и эксперим. исследования, пока не найден универсальный механизм ускорения или комбинации механизмов, к-рые могли бы объяснить все особенности спектра и зарядового состава КЛ. По-видимому, в космосе существует нек-рая иерархия ускорит. механизмов, к-рые работают в разл. комбинациях или в разл. последовательности в зависимости от конкретных условий в области ускорения. (Подробнее о механизмах ускорения см. в ст. *Ускорение заряженных частиц*.)

Наряду с огромной ролью КЛ в астрофизич. процессах, необходимо отметить их значение для изучения далёкого прошлого Земли (истории климата, эволюции биосферы и т. д.) и для решения нек-рых практич. задач современности (обеспечение радиац. безопасности космич. полётов, оценка возможного вклада КЛ в метеоэффекты и т. п.). Осн. вклад в общий радиац. фон у орбиты Земли вносят солнечные КЛ.

Лит.: Гинзбург В. Л., Сыроватский С. И., Происхождение космических лучей, М., 1963; Мирошниченко Л. И., Космические лучи в межпланетном пространстве, М., 1973; Дорман Л. И., Экспериментальные и теоретические основы астрофизики космических лучей, М., 1975; Мурзин В. С., Введение в физику космических лучей, М., 1979; Топтыгин И. Н., Космические лучи в межпланетных магнитных полях, М., 1983; Мирошниченко Л. И., Петров В. М., Динамика радиационных условий в космосе, М., 1985. *Л. И. Мирошниченко.*

КОСМИ́ЧЕСКИЕ СКО́РОСТИ. В астрономии и динамике космического полёта употребляются понятия трёх К. с.

Первой К. с. (круговой скоростью) наз. наименьшая нач. скорость, к-рую нужно сообщить телу, чтобы оно стало ИСЗ. Она равна скорости кругового движения на данной высоте над Землёй, т. е. $V_1 = \sqrt{\mu/r}$, где μ — произведение постоянной тяготения на массу Земли (массой ИСЗ можно пренебречь), r — геоцентрич. расстояние ИСЗ. На поверхности Земли $V_1 \approx 7{,}9$ км/с.

Второй К. с. (параболич. скоростью) наз. наименьшая нач. скорость, к-рую нужно сообщить телу, чтобы оно, начав движение вблизи поверхности Земли, преодолело земное притяжение. Она, очевидно, совпадает со скоростью параболич. движения на данном геоцентрич. расстоянии, т. е. $V_2 = \sqrt{2\mu/r} = \sqrt{2}\,V_1$. У поверхности Земли она составляет ок. 11,2 км/с.

Понятия круговой и параболич. скоростей применяются и для др. планет (тогда μ — произведение постоянной тяготения на массу планеты), а также обобщаются на случай относит. движения двух космич. тел, взаимодействующих по закону всемирного тяго-

тения, в этом случае μ есть произведение постоянной тяготения на сумму масс тел, r — расстояние между их центрами масс.

Третьей К. с. наз. наименьшая нач. скорость, при к-рой тело, начиная движение вблизи поверхности Земли, преодолевает земное притяжение, затем притяжение Солнца и покидает Солнечную систему. У поверхности Земли она равна прибл. 16,7 км/с.

Лит.: Рябов Ю. А., Движения небесных тел, 3 изд., М., 1977.

И. А. Герасимов.

КОСМОЛОГИ́ЧЕСКАЯ ПОСТОЯ́ННАЯ — постоянная Λ в ур-ниях гравитационного взаимодействия (*тяготения*) А. Эйнштейна (A. Einstein, 1915):

$$R_{\mu\nu}-\frac{1}{2}Rg_{\mu\nu}=\frac{8\pi G}{c^4}T_{\mu\nu}-\Lambda g_{\mu\nu}, \qquad (1)$$

где $g_{\mu\nu}$ и $R_{\mu\nu}$ — соответственно метрич. тензор и тензор кривизны пространства-времени Риччи, $T_{\mu\nu}$ — тензор энергии-импульса материи, G — постоянная тяготения Ньютона, c — фундам. скорость. Член с К. п. (космологич. член) описывает гравитац. силы притяжения (если $\Lambda<0$) или отталкивания (если $\Lambda>0$), являющиеся дополнительными по отношению к гравитац. силам притяжения, создаваемым обычной материей (тензором $T_{\mu\nu}$). Эти дополнит. силы пропорц. расстоянию между точками и их часто называют гравитацией вакуума.

Космологич. член был введён Эйнштейном в ур-ния тяготения для того, чтобы построить стационарную модель Вселенной (см. *Космологические модели*). В этой модели силы притяжения обычной материи уравновешены силами гравитац. отталкивания вакуума ($\Lambda>0$).

После открытия расширения *Вселенной* аргументы Эйнштейна о необходимости условия $\Lambda\neq0$ отпали и Эйнштейн отказался от этой гипотезы. Однако мн. специалисты считали, что следует писать ур-ния Эйнштейна (1) с К. п., а её знак и конкретное значение должны определить будущая физ. теория и астр. наблюдения. Сравнение темпа расширения Вселенной с возрастом небесных тел показывает, что в сегодняшней Вселенной $|\Lambda|<10^{-55}$ см$^{-2}$.

Формально космологич. член в ур-ниях (1) эквивалентен дополнит. члену в тензоре энергии-импульса. Этот член даёт след. значения для плотности энергии ε_Λ и давления p_Λ:

$$\varepsilon_\Lambda=-p_\Lambda=c^4\Lambda/8\pi G. \qquad (2)$$

Согласно совр. представлениям, в самом начале космологич. расширения во Вселенной могло существовать такое состояние особого скалярного поля (или полей), при к-ром осуществлялось ур-ние состояния (2) (см. *Раздувающаяся Вселенная*). Это т. н. состояние «ложного вакуума» (или, в более общем случае, «вакуумоподобное состояние»). При этом плотность «ложного вакуума» могла быть огромной $\rho_\Lambda\approx\varepsilon_\Lambda/c^2\approx\approx10^{74}$ г/см^3 или больше и соответствующее значение $\Lambda\geqslant10^{47}$ см$^{-2}$. Именно гравитация «ложного вакуума» определяла тогда динамику расширения Вселенной. В дальнейшем энергия «ложного вакуума» перешла в энергию обычных частиц и космологич. член стал чрезвычайно малым или даже равным нулю (см. *Космология*).

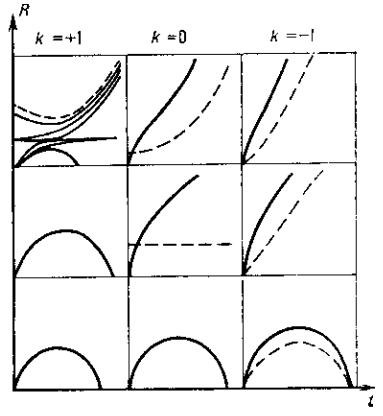
Лит. см. при ст. *Космология.*

И. Д. Новиков.

КОСМОЛОГИ́ЧЕСКИЕ МОДЕ́ЛИ — физ.-матем. модели, описывающие строение и эволюцию *Вселенной* (или отд. этапы этой эволюции). В совр. космологии, развившейся после создания А. Эйнштейном релятивистской теории *тяготения*, первые модели были призваны описать механич. свойства движения вещества и его распределение в больших масштабах, а также геом. свойства трёхмерного пространства. Эти модели являются решением ур-ний теории тяготения Эйнштейна в применении ко Вселенной в целом. В космологич. моделях принимают, что распределение вещества в больших масштабах может характеризоваться плотностью ρ (усреднённой по этим масштабам) и давлением p. При этом используют обычно т. н. *сопутствующие системы отсчёта*, аналогичные лагранжевым системам отсчёта ньютоновской механики (см. *Лагранжа уравнения механики*). В сопутствующих системах вещество покоится, а сама система деформируется с течением времени вместе с веществом. Деформация системы и описывает движение вещества. Наиб. значение в космологии имеют модели однородной изотропной Вселенной, в к-рых все точки трёхмерного пространства эквивалентны и все направления равноправны. Эти модели правильно отражают осн. свойства распределения и движения вещества в больших масштабах в наблюдаемой части Вселенной.

В однородных изотропных моделях трёхмерное пространство сопутствующей системы, вообще говоря, несевклидово. Его искривлённость характеризуется кривизной $k/R_{\text{кр}}^2$, где $k=0$, ±1, $R_{\text{кр}}$ — радиус кривизны. Изменение $R_{\text{кр}}$ с течением времени описывает деформацию с течением времени системы отсчёта, а значит, и вещества. При $k>0$ кривизна положительна, трёхмерное пространство замкнуто, его объём конечен (т. н. модель замкнутой Вселенной). При $k<0$ кривизна отрицательна, объём пространства бесконечен (в рамках простейшей топологии). Это — модель открытой Вселенной. При $k=0$ пространство евклидово, в этом случае параметр $R_{\text{кр}}$ описывает только деформацию системы и определяется с точностью до произвольного постоянного множителя.

Движение вещества в однородных изотропных моделях происходит под действием сил тяготения и т. н. сил гравитации вакуума, описываемых *космологической постоянной* Λ в ур-ниях Эйнштейна.



Изменение во времени относительного расстояния между телами (галактиками, их скоплениями) во Вселенной (т. н. масштабного фактора R) в зависимости от разных значений Λ и k. Везде считается, что $0<3p/c^2<\rho$, $dp/dR<0$. Штриховой линией показаны графики для т. н. «пустых» моделей ($\rho\equiv0$).

В зависимости от соотношения между этими силами и от значения кинетич. энергии движения вещества возможна качественно разная эволюция модели с течением времени: неограниченное расширение, расширение с последующим сжатием и т. д. (рис.).

Какая из моделей лучше всего описывает эволюцию Вселенной (или отдельный её этап), определяется их сравнением с данными наблюдений и выводами физ. теорий (см. *Космология*).

Модели однородной изотропной нестационарной Вселенной носят имя А. А. Фридмана, нашедшего в 1922—1924 осн. решения соответствующих ур-ний Эйнштейна.

Отд. частные случаи этих моделей часто называют по именам учёных, внёсших большой вклад в их изучение (напр., модель Эйнштейна — де Ситтера — $k=0$, $\Lambda=0$ на рис.). Открытие Э. Хабблом (E. Hubble) в 1929 расширения Вселенной (см. *Хаббла закон*) и все последующие исследования показали, что модель Фридмана хорошо описывает эволюцию видимой части Вселенной от самых ранних этапов начала расширения до наших дней, хотя конкретные значения параметров модели подлежат дальнейшему уточнению. В теоретич. космологии рассматривают также и др. модели, напр. модели однородной анизотропной Все-

ленной, модели сферически-симметричной Вселенной и др.

С сер. 20 в. понятие К. м. значительно расширилось. Теперь в К. м. рассматриваются не только механич. свойства движения вещества, но и физ. процессы, обусловливающие эволюцию Вселенной. Примером может служить модель горячей Вселенной (см. *Горячей Вселенной теория*), в к-рой предполагается, что в начале расширения вещество было не только очень плотным, но и имело высокую темп-ру (Г. Гамов, G. Gamov, 40-е гг. 20 в.). Наблюдения подтвердили справедливость этой модели. Др. примером является модель *раздувающейся Вселенной*, согласно к-рой предполагается, что в первые мгновения расширения Вселенной ($t \leqslant 10^{-34}$ с) был период, когда в плотность энергии осн. вклад давало *скалярное поле* с ур-нием состояния $\varepsilon = -p > 0$ (где ε — плотность энергии, p — давление), и Вселенная в этот короткий период расширялась экспоненциально быстро («раздувалась»). Наблюдения свидетельствуют в пользу справедливости этой модели.

Лит.: Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Строение и эволюция Вселенной, М., 1975; Физика космоса. Маленькая энциклопедия, 2 изд., М., 1986, с. 407; Линде А. Д., Раздувающаяся Вселенная, «УФН», 1984, т. 144, с. 177.

И. Д. Новиков.

КОСМОЛОГИЧЕСКИЙ НУКЛЕОСИНТЕЗ — см. *Нуклеосинтез.*

КОСМОЛО́ГИЯ

Содержание:

1. Введение 476
2. Теория однородной изотропной Вселенной . . . 476
3. Наблюдательная космология 477
4. Физика процессов в расширяющейся Вселенной 478
5. Проблема начала космологического расширения 479

Космология (от греч. kósmos — мир, Вселенная и lógos — слово, учение) — раздел астрономии, изучающий Вселенную как целое и включающий в себя учение о строении и эволюции всей охваченной астр. наблюдениями части Вселенной. Эмпирич. основой космологич. теорий являются данные астр. наблюдений и данные эксперим. физики. Теоретич. базис К. составляют основные физ. теории, описывающие законы движения материи. К. использует также достижения математики и др. наук. Космологич. выводы и обобщения имеют большое мировоззренческое значение.

1. Введение

Представления о строении всего окружающего мира были важным элементом человеческой культуры на протяжении всей её истории. Эти представления отражали уровень знаний и опыт изучения природы в соответствующие эпохи развития человеческого общества. По мере того как расширялись пространственные (и временны́е) масштабы познанной человеком части Вселенной, менялись и космологич. представления. Первой космологич. моделью, имеющей матем. обоснование, можно считать геоцентрич. систему мира К. Птолемея (К. Ptolemáios, 2 в. н. э.). Она господствовала в науке ок. 1,5 тыс. лет. Затем её сменила гелиоцентрич. система мира Н. Коперника (М. Kopernik, 16 в. н. э.). В дальнейшем необычайное расширение масштабов исследованного мира благодаря изобретению и совершенствованию телескопов привело к представлению о звёздной Вселенной. Наконец, в нач. 20 в. возникло представление о Вселенной как о мире галактик (Метагалактике). Из рассмотрения этой историч. цепочки смен космологич. представлений с непреложностью следует, что каждая «система мира» по существу была моделью наибольшей системы небесных тел, достаточно хорошо изученной к тому времени. Так, модель Птолемея правильно отражала строение системы Земля — Луна, система Н. Коперника была моделью *Солнечной системы*, идеи модели звёздного мира У. Гершеля (W. Herschel) и др. отражали нек-рые черты строения *Галактики*. Но каждая из этих моделей претендовала в своё время на описание строения «всей Вселенной». Эта же тенденция на новом уровне прослеживается и в развитии К. в 20 в.

Ещё в 19 в. выяснилось, что попытки применения теории *тяготения* Ньютона и классич. физики к бесконечному распределению материи в пространстве ведёт к ряду серьёзных трудностей (см. *Гравитационный парадокс*, *Фотометрический парадокс*, *«Тепловая смерть» Вселенной*). Совр. К. возникла в нач. 20 в. после создания А. Эйнштейном (A. Einstein) релятивистской теории тяготения (общей теории относительности — ОТО). Первая модель Вселенной, основанная на новой теории тяготения, т. н. релятивистская космологич. модель, была построена А. Эйнштейном в 1917. Однако она описывала статич. Вселенную и, как показали астрофизич. наблюдения, оказалась неверной.

В 1922—24 А. А. Фридманом были получены общие решения ур-ний ОТО для вещества, в среднем равномерно заполняющего всё пространство, в к-ром к тому же все направления равноправны. Эти решения в общем случае нестационарны, они описывают расширение или сжатие всего вещества, всей Вселенной. В 1929 Э. Хаббл (E. Hubble) в итоге многолетних астрофизич. наблюдений открыл расширение окружающего нас мира галактик, открыл расширение Вселенной, подтверждающее правильность выводов А. А. Фридмана. Фридмановские модели являются основой всего последующего развития К. Эти модели описывали механич. картину движения тяготеющих масс во Вселенной и её глобальную структуру. Если прежние космологич. построения призваны были описывать гл. обр. наблюдаемую структуру Вселенной, кажущуюся стационарной, то модели Фридмана по своей сути были эволюционными, связывали сегодняшнее состояние Вселенной с её предыдущей историей. С кон. 40-х гг. 20 в. всё большее внимание К. обращает на физику процессов, протекавших на разных этапах космологич. расширения. В 1946—48 появилась теория горячей Вселенной Г. Гамова (G. Gamow), согласно к-рой в начале расширения вещество характеризовалось огромной темп-рой. В это же время были разработаны принципиально новые астр. методы наблюдений. Возникла *радиоастрономия*, а затем, после начала космич. эры, развились *рентгеновская астрономия*, *гамма-астрономия*, ИК-астрономия. Новые возможности появились и у оптической астрономии.

В 1965 А. Пензиас (A. Penzias) и Р. Вильсон (R. Wilson) открыли *микроволновое фоновое излучение* (реликтовое излучение) — проэволюционировавшее (охладившееся) эл.-магн. излучение, к-рое имело в начале расширения Вселенной очень высокую темп-ру. Это открытие доказало справедливость теории Гамова.

Совр. этап в развитии К. характеризуется интенсивным исследованием проблемы начала космологич. расширения, когда плотности материи и энергии частиц были огромными. Руководящими идеями здесь являются новые теоретич. открытия в физике взаимодействия элементарных частиц при очень больших энергиях (см. *Великое объединение*). Др. важная проблема К.— объяснение возникновения *крупномасштабной структуры Вселенной* — скоплений галактик, самих галактик и т. д. из первоначально почти однородного расширяющегося вещества.

Следует подчеркнуть определяющую роль астрофизич. наблюдений в развитии совр. К. Её выводы и заключения проверяются прямыми или косвенными наблюдениями, и в этом смысле К. имеет такой же астрофизич. статус, как, напр., теория строения и эволюции звёзд.

2. Теория однородной изотропной Вселенной

Астрофизич. наблюдения показывают, что в масштабах, превышающих сотни Мпк (самые крупные скопления галактик имеют размеры ≈ 10—20 Мпк), рас-

пределение материи можно считать однородным, а все направления во Вселенной равноправными. В фридмановских космологич. моделях, основывающихся на этих фактах, материя рассматривается как непрерывная среда, равномерно заполняющая пространство и в каждый момент времени имеющая определ. значения плотности ρ и давления P. Для анализа движения этой среды обычно используют *сопутствующую систему отсчёта*, аналогичную лагранжевым координатам в классич. *гидродинамике*. В этой системе вещество неподвижно, деформацию вещества отражает деформация системы отсчёта, так что задача сводится к описанию деформации системы отсчёта.

Трёхмерное пространство сопутствующей системы отсчёта наз. сопутствующим пространством. В случае однородного изотропного пространства квадрат элемента длины dl может быть записан в виде

$$dl^2 = R^2 \frac{(dx^2+dy^2+dz^2)}{1+k(x^2+y^2+z^2)/4}, \qquad (1)$$

а квадрат четырёхмерного интервала ds — в виде

$$ds^2 = c^2\,dt^2 - dl^2. \qquad (2)$$

Здесь t — время, x, y, z — безразмерные пространственные координаты, R — радиус кривизны пространства (он не зависит от пространственных координат), c — скорость света, коэф. k может принимать значения 0, ± 1. При $k=0$ пространство евклидово, при $k=+1$ пространство имеет положительную кривизну, при $k=-1$ — отрицательную. [В случае $k=0$, R — произвольный масштабный множитель (*масштабный фактор*).] Изменение R с течением времени описывает расширение или сжатие сопутствующей системы отсчёта, а значит, и вещества.

Для решения задачи о деформации системы отсчёта остаётся найти единств. неизвестную ф-цию $R(t)$. Ур-ния ОТО в рассматриваемом случае сводятся к след. двум ур-ниям для $R(t)$:

$$\frac{\ddot{R}}{R} = -\frac{4\pi G}{3}\left(\rho + \frac{3P}{c^2}\right) + \frac{\Lambda c^2}{3}, \qquad (3)$$

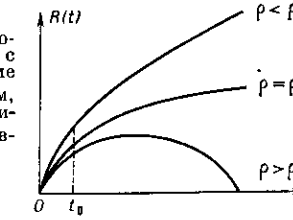
$$\frac{1}{2}\left(\frac{\dot{R}}{R}\right)^2 - \frac{4\pi G\rho}{3} = -\frac{kc^2}{2R^2} + \frac{\Lambda c^2}{3}. \qquad (4)$$

Здесь точка над R обозначает дифференцирование по t, Λ — *космологическая постоянная*, описывающая гравитацию вакуума. Величина $\dot{R}/R$ определяет скорость относит. изменения линейных масштабов в системе отсчёта, она обозначается $\dot{R}/R \equiv H$ и наз. постоянной Хаббла (поскольку H зависит от времени, её правильнее называть параметром Хаббла). Ур-ния (3), (4) определяют зависимость R от t и из них следует выражение

$$\dot{\rho} + 3\frac{\dot{R}}{R}\left(\rho + \frac{P}{c^2}\right) = 0. \qquad (5)$$

Ур-ние (3) описывает замедление темпа расширения Вселенной под действием тяготения. При этом учитывается, что в ОТО тяготение создаётся также и давлением вещества. Поскольку в однородной Вселенной нет градиентов давления, в ней нет и гидродинамич. сил, определяемых перепадом давления и могущих влиять на движение вещества. Давление проявляется только в гравитации. Для решения ур-ний (3), (4) надо знать зависимость между ρ и P (*уравнение состояния* вещества). На разных этапах эволюции Вселенной эта зависимость различна.

В совр. Вселенной космологич. постоянная Λ равна, по-видимому, нулю или очень мала, и ею в ур-ниях (3) и (4) можно пренебречь. Для случая $\Lambda=0$ и обычных для вещества ур-ний состояния $P=P(\rho)$ ф-ция $R(t)$ имеет вид, показанный на рисунке. График $R(t)$ всегда начинается с нуля (по определению $R(t)\geqslant 0$). Если $k\leqslant 0$, то при $t\to\infty$ ф-ция $R(t)$ неограниченно возрастает. Если же $k>0$, то возрастание $R(t)$ в определ. момент сменяется уменьшением и, в конце концов, $R(t)$ вновь обращается в нуль. Знак k определяется знаком разности $\rho - 3H^2/8\pi G$ [см. ур-ние (4) при $\Lambda=0$]. Величина $\rho_c \equiv 3H^2/8\pi G$ наз. *критической плотностью Вселенной*. Если $\rho<\rho_c$, то $k<0$ и $R(t)$ неограниченно нарастает, что означает неогранич. расширение системы отсчёта и вещества. В этом случае силы тяготения слишком слабы, чтобы затормозить и остановить расширение Вселенной. При этом плотность ρ меняется от $\rho=\infty$ при $t=0$ до $\rho\to 0$ при $t\to\infty$. Если $\rho>\rho_c$, то $k>0$, силы тяготения достаточно велики и расширение Вселенной через нек-рое время должно смениться сжатием. Плотность ρ сначала падает от бесконечно большого (при $t=0$) до нек-рого мин. значения; затем снова возрастает до бесконечности. Состояния с $\rho=\infty$, $R=0$ получили назв. сингулярностей. Случай $k=0$ является промежуточным, при этом значении k расширение происходит



Зависимость $R=R(t)$ для однородной изотропной Вселенной с $\Lambda=0$. При $\rho>\rho_c$ расширение Вселенной сменяется сжатием, при $\rho\leqslant\rho_c$ Вселенная неограниченно расширяется; t_0 — современная Вселенная.

неограниченно (рис.). Знак разности $\rho-\rho_c$ неизменен в ходе эволюции модели, хотя ρ и ρ_c меняются со временем. (О моделях с $\Lambda\neq 0$ см. в ст. *Космологические модели*.) Пространства космологич. моделей в зависимости от значения k имеют разл. геом. свойства.

При $k=0$ пространство евклидово, его объём бесконечен в любой момент времени. При $k<0$ пространство обладает постоянной отрицат. кривизной, геометрия его неевклидова и оно также имеет бесконечный объём. Модели, в к-рых пространства бесконечны, наз. открытыми. Если же $k>0$, то в такой модели пространство имеет постоянную положит. кривизну, оно не ограничено, но имеет конечный объём $V=2\pi^2R^3(t)$. Такие модели наз. закрытыми или замкнутыми.

Здесь рассмотрены только пространства с простейшими топологич. свойствами. В принципе топология может быть более сложной, она не определяется полностью ур-ниями ОТО и должна задаваться дополнительно.

Ур-ния для $R(t)$ — дифференц. ур-ния второго порядка, поэтому, чтобы найти ф-цию $R(t)$ и определить т. о. космологич. модель, необходимо при нек-ром t знать (задать) значения двух констант (в случае $\Lambda=0$). Напр., для сегодняшнего момента $t=t_0$ задать значение плотности $\rho(t_0)\equiv\rho_0$ и постоянной Хаббла $H(t_0)\equiv H_0$. Обычно вместо ρ_0 используют безразмерную величину $\Omega=\rho_0/\rho_c$. Для определения модели, соответствующей реальной Вселенной, эти величины (параметры модели) надо найти из наблюдений.

3. Наблюдательная космология

Определение значений H_0 и ρ_0 является одной из осн. задач наблюдательной К. начиная с её зарождения в кон. 20-х гг. 20 в. В однородной нестационарной (расширяющейся) Вселенной все объекты, слабо связанные силами тяготения (галактики и особенно скопления галактик), должны удаляться друг от друга со скоростью, пропорциональной расстоянию между ними. В 1929 Э. Хаббл установил, что далёкие галактики удаляются от нашей Галактики со скоростями v, пропорциональными расстоянию l:

$$v = H_0 l. \qquad (6)$$

Сложность определения H_0 из астр. наблюдений связана гл. обр. с трудностями измерения больших расстояний. Скорость удаления галактик измерить го-

раздо легче по *Доплера эффекту* — смещению линий в их спектрах в красную сторону (см. *Красное смещение*). Относит. изменение длины волны линий в спектре обозначают z:

$$z \equiv (\lambda - \lambda_0)/\lambda_0. \qquad (7)$$

Здесь λ_0 — лаб. длина волны линии спектра, λ — длина волны смещённой линии. Наибольшее измеренное значение z у *квазаров* составляет 4,75 (на 1989). При небольших значениях z ($z \leqslant 0{,}5$) для определения космологич. расстояний l пользуются простой ф-лой $l = cz/H_0$ (Мпк) (см. *Хаббла закон*). Значение H_0 известно с неопределённостью в два раза: $H_0 = (50—100)$ км/(с·Мпк). Соответствующее значение критич. плотности $\rho_c = (5—20)\cdot 10^{-30}$ г/см^3. Величина $1/H_0$ соответствует времени t_0 (с точностью до порядка величины), прошедшему с момента сингулярности. Эта величина, наз. возрастом Вселенной, составляет $(10—20)\times \times 10^9$ лет. Сигнал, идущий со скоростью света c и вышедший в момент сингулярности, успевает за время t пройти конечное расстояние $\sim ct$ (в моделях Фридмана с обычным ур-нием состояния вещества и $\Lambda = 0$). Сфера с радиусом ct и центром в точке наблюдения наз. *горизонтом частицы*. Она ограничивает область, доступную в принципе наблюдению в момент t.

Ещё бо́льшие трудности имеются в определении плотности ρ_0. Достаточно хорошо известна усреднённая по всему пространству плотность вещества, входящего в галактики: $\rho_{гал} \approx 3\cdot 10^{-31}$ г/см^3, $\Omega_{гал} \approx (1{,}5—6)\cdot 10^{-2}$. Газ, пыль и др. вещество между галактиками вносит малый вклад в ср. плотность вещества. Галактики собраны в группы и скопления разных масштабов, образуя ячеисто-сетчатую крупномасштабную структуру с характерным размером практически пустых областей порядка 30—35 Мпк. Характерное расстояние (корреляц. масштаб) между скоплениями галактик составляет 25—50 Мпк, а между крупнейшими сверхскоплениями 100—300 Мпк.

Астрофизич. наблюдения определённо показывают, что помимо светящегося вещества во Вселенной имеется большое кол-во трудно наблюдаемой несветящейся материи. Её наз. *скрытой массой*. Проявляется она только своим тяготением. Скрытая масса, сосредоточенная в скоплениях галактик, оказывается часто в десятки раз больше массы светящегося вещества звёзд этих скоплений. Оценки усреднённой плотности скрытой массы дают значение $\Omega^{cr}_{с.м.} \approx 0{,}2—0{,}7$. Возможно, есть скрытая масса и между скоплениями галактик. Тогда не исключено, что полная плотность скрытой массы Вселенной $\Omega^{Bc}_{с.м.}$ близка к единице. Т. о., пока нельзя сказать с уверенностью, является ли наша Вселенная открытой ($\Omega < 1$) или замкнутой ($\Omega > 1$). Физ. природа скрытой массы неясна. Частично эта масса может быть обусловлена слабосветящимися звёздами или др. трудно наблюдаемыми небесными телами. Однако вероятнее, что скрытая масса является совокупностью большого числа элементарных частиц, обладающих массой покоя и слабо взаимодействующих с обычным веществом.

Наблюдательная К., помимо определения H_0, ρ_0 и характера распределения материи в пространстве, призвана решать и мн. др. задачи, в первую очередь выявление таких свойств сегодняшней Вселенной, к-рые непосредственно отражают физику процессов, происходивших в начале космологич. расширения.

Важнейшее значение имеет открытие и исследование реликтового излучения (РИ), оставшегося от первонач. этапа расширения Вселенной. РИ имеет одинаковую интенсивность от всех участков неба и равновесный планковский спектр (в исследованном интервале длин волн 0,1—21 см), соответствующий темп-ре $T \approx 3$ К. Интенсивность РИ в разных направлениях практически одинакова (флуктуации темп-ры РИ $\delta T/T$ для участков небесной сферы с размерами от неск. угл. минут до десятков градусов не превышают 10^{-4}). Отсутствие заметных флуктуаций интенсивности РИ в больших угл. масштабах свидетельствует о высокой степени однородности Вселенной во всём доступном наблюдению объёме. Обнаружена слабая дипольная анизотропия РИ, вызванная доплеровским эффектом из-за движения Солнечной системы по отношению к РИ со скоростью ок. 400 км/с в направлении созвездия Льва.

Др. важной для К. наблюдательной информацией является космич. распространённость хим. элементов. Наиб. распространён во Вселенной водород ^{1}H, на долю к-рого приходится примерно 75% общей массы вещества, доля гелия ^{4}He составляет 25%, примесь др. элементов незначительна.

Хим. элементы тяжелее гелия образуются, по совр. представлениям, на разных этапах *эволюции звёзд*. Гелий также образуется в звёздах, однако установлено, что столь большое кол-во гелия заведомо не могло быть произведено в звёздах за всё время существования Галактики. Т. о., водород и гелий должны иметь космологич. происхождение (см. *Нуклеосинтез*). Они являются результатом ядерных реакций, происходивших в начале расширения Вселенной. Важное значение для К. имеет распространённость дейтерия ^{2}H, несмотря на малую долю в веществе Вселенной ($\approx 3\cdot 10^{-5}$ по массе). Дело в том, что дейтерий не может в заметных кол-вах синтезироваться в звёздах (он быстро выгорает) и, следовательно, имеет космологич. происхождение.

4. Физика процессов в расширяющейся Вселенной

Наличие РИ прямо свидетельствует о том, что в далёком прошлом, в начале расширения Вселенной, темп-ра была весьма велика. Действительно, в ходе адиабатич. расширения темп-ра РИ уменьшается по закону $T \sim R^{-1}$. Поэтому при $R \to 0$ $T \to \infty$. Физику процессов в этих условиях описывает *горячей Вселенной теория*. Согласно этой теории, при $T \sim 10^{13}$ К в термодинамич. равновесии с фотонами находились барионы, мезоны, мюоны, электроны, нейтрино и античастицы всех этих частиц. С понижением темп-ры в ходе расширения Вселенной аннигилировали тяжёлые частицы и античастицы, передавая свою энергию более лёгким частицам (см. *Аннигиляция*). По прошествии неск. десятков секунд во Вселенной остались *фотоны*, примерно такое же кол-во *нейтрино* всех сортов и, возможно, какие-то другие слабо взаимодействующие с веществом частицы, существование к-рых предполагает теория. Помимо этого во Вселенной имелась небольшая примесь *барионов* (протонов и нейтронов), для к-рых, как предполагают, не нашлось партнёров-античастиц, чтобы проаннигилировать. Это объясняется тем, что в очень горячей Вселенной имелся небольшой избыток барионов над антибарионами. Число барионов в единице объёма составляет $\sim 10^{-9}$ от числа фотонов. Присутствуют также электроны в кол-ве, равном числу протонов (они обеспечивают электронейтральность вещества). Для нейтрино Вселенная в это время уже прозрачна. Имевшиеся на этот момент нейтрино остаются во Вселенной навечно. Эти, т. н. реликтовые, нейтрино, подобно реликтовым фотонам, из-за космологич. расширения постепенно теряют энергию («нейтринное море» охлаждается).

Важные физ. процессы происходят при расширении Вселенной с барионами. При временах $t < 1$ с с момента сингулярности протоны и нейтроны быстро превращаются друг в друга из-за взаимодействия с электронами, позитронами, электронными нейтрино и антинейтрино. При t порядка неск. секунд эти реакции прекращаются из-за понижения темп-ры. В это время доля нейтронов составляет ок. 0,15 от всего вещества. Наконец, по прошествии неск. минут становится возможным образование сложных атомных ядер. Нейтроны, объединяясь с протонами, образуют гл. обр. ядра ^{4}He. В результате гелий составляет ок. 25% по массе, ок. 75% по массе — протоны (H), примесь др.

хим. элементов в синтезированном веществе незначительна.

Позже из этого вещества формируются галактики, звёзды. Данные наблюдений подтверждают, что вещество, из к-рого образовались объекты первого поколения, действительно имеет хим. состав, предсказываемый теорией. Для сравнения с наблюдениями важное значение имеют данные о распространённости дейтерия, имеющего космологич. происхождение. Из теории следует, что синтез дейтерия крайне чувствителен к плотности барионов в тот период, когда во Вселенной происходят ядерные реакции, а следовательно, и к сегодняшнему значению плотности барионов во Вселенной. Наблюдаемое кол-во дейтерия согласуется с теорией только в том случае, если сегодняшняя ср. плотность барионов $\Omega_б \approx 0{,}03$. Поэтому, если ср. плотность всех масс во Вселенной близка к критической ($\Omega \approx 1$), то барионы не могут составлять осн. долю скрытой массы.

После прекращения ядерных реакций *плазма* Вселенной расширялась и остывала. В этой плазме имелись небольшие неоднородности плотности (стоячие звуковые волны). Эти небольшие сгустки плазмы не могли расти, т. к. было велико давление реликтовых фотонов на плазму (для РИ плазма непрозрачна). Это давление препятствовало силам гравитации уплотнять и наращивать первичные сгущения. Более того, в достаточно малых масштабах неоднородности плотности (звуковые волны) затухали из-за лучистой вязкости и теплопроводности. Спустя примерно 300 000 лет после начала расширения темп-ра плазмы снизилась до 4000 К, произошла рекомбинация электронов и атомных ядер, и плазма превратилась в нейтральный газ. Этот газ прозрачен для РИ, и оно стало свободно выходить из газовых сгустков. Силам тяготения, сжимающим сгустки, стало противостоять только относительно слабое давление нейтрального газа. Тяготение на этом этапе развития Вселенной стало превосходить силы газового давления и сжимать сгустки вещества, масса к-рых превосходила $\sim 10^5\ M_\odot$ ($M_\odot = 1{,}99 \cdot 10^{33}$ г — масса Солнца). Сгущения таких и бо́льших масштабов росли и образовали гравитационно связанные массивные плоские тела («блины» массой 10^{13}—$10^{14}\ M_\odot$), из к-рых сформировалась затем крупномасштабная структура Вселенной.

Для проверки теории возникновения крупномасштабной структуры (сверхскоплений и скоплений галактик) важны наблюдения степени изотропии РИ. До эпохи рекомбинации космич. плазмы флуктуации плотности плазмы сопровождались флуктуациями РИ (плазма была непрозрачна для РИ). После рекомбинации излучение стало свободно распространяться в пространстве, и поэтому РИ должно нести информацию о неоднородностях, бывших в момент рекомбинации. Т. о., наблюдения интенсивности РИ в разных направлениях позволяют оценить степень неоднородности плазмы в момент рекомбинации. Оказывается, что в масштабах масс, соответствующих скоплениям галактик, амплитуда относит. возмущений интенсивности РИ, а следовательно, и плотности вещества была заведомо меньше 10^{-3}. Если вещество Вселенной состоит только из барионов и $\Omega_б \approx 0{,}03$, то с момента рекомбинации и до наших дней возмущения плотности могли вырасти из-за гравитац. неустойчивости примерно в 10 раз. Из-за своей малой величины они не могли привести к формированию скоплений галактик. С др. стороны, если $\Omega_б \approx 1$ (т. е. скрытая масса состоит из барионов), то возмущения успевают вырасти к нашему времени примерно в тысячу раз. Этого достаточно для формирования «блинов» (протоскоплений галактик), но значение $\Omega_б \approx 1$ противоречит реальной распространённости дейтерия во Вселенной. Остаётся предположить, что скрытая масса состоит в основном из слабовзаимодействующих частиц и что флуктуации плотности их распределения сыграли существенную роль в формировании структуры Вселенной. Сгущения таких частиц своим тяготением могли содействовать образованию барионных сгущений (первоначально малых, на что указывает изотропия РИ).

Помимо гипотезы о возникновении крупномасштабной структуры из первоначально малых адиабатич. флуктуаций плотности, в К. рассматриваются и др. гипотезы образования наблюдаемой структуры Вселенной (энтропийная, вихревая), однако ни одна из них не может пока считаться полностью удовлетворительной.

5. Проблема нача́ла космологического расширения

Успехи физики элементарных частиц при больших энергиях позволили приступить к исследованию процессов, имевших место в самом начале расширения Вселенной. Согласно теории, при $T > 10^{13}$ К вещество состояло в основном из *кварков*. При $T \sim 10^{15}$ К вещество содержало большое кол-во промежуточных бозонов — частиц, осуществляющих единое *электрослабое взаимодействие*. При ещё больших темп-рах ($T \sim 10^{28}$ К) происходили процессы, к-рые, вероятно, обусловили само существование вещества в сегодняшней Вселенной. При $T > 10^{28}$ К во Вселенной имелось большое число очень массивных т. н. X- и Y-бозонов, осуществляющих единое сильное и электрослабое взаимодействие (см. *Великое объединение*, *Суперсимметрия*). С участием этих частиц кварки могут превращаться в *лептоны* и обратно. В это время кол-во частиц и античастиц каждого сорта было, вероятно, совершенно одинаковым. Когда темп-ра расширяющейся Вселенной стала ниже 10^{28} К, X- и Y-бозоны и их античастицы начали распадаться, причём их распад происходил по-разному. В результате распада образовалось несколько больше частиц, чем античастиц. Это привело в конце концов к тому, что во Вселенной при $T \sim 10^{13}$ К возник небольшой избыток ($\sim 10^{-9}$) барионов над антибарионами. Этот избыток барионов и привёл к существованию небольшой примеси обычного вещества в море лёгких частиц (при $T < 10^{12}$ К), и из этого вещества сформировались позднее все небесные тела.

При темп-ре $T > 10^{28}$ К Вселенная находилась, вероятно, в состоянии чрезвычайно быстрого расширения (и н ф л я ц и и; см. *Раздувающаяся Вселенная*). Этот процесс, возможно, был обусловлен особым состоянием имевшегося во Вселенной *скалярного поля* (или полей), для к-рого ур-ние состояния имеет вид

$$P = -\rho c^2. \qquad (8)$$

Такое состояние скалярного поля получило назв. «ложного вакуума» или «вакуумоподобного состояния». Согласно ур-ниям тяготения, оно даёт эффект того же характера, что и положит. космологическая постоянная ($\Lambda > 0$). Подстановка (8) в (5) показывает, что ρ при этом не меняется со временем. Из ур-ния (3) следует, что вместо сил тяготения, обусловливающих $\ddot{R} < 0$, при отрицат. давлении P имеются силы гравитац. отталкивания и $\ddot{R} > 0$. В результате Вселенная расширяется по экспоненциальному закону $R(t) \sim \exp(t/t^*)$ (где $t^* \leqslant 10^{-34}$ с — постоянная) и за короткое время масштабный фактор возрастает в огромное число раз. В конце периода инфляции плотность энергии скалярного поля переходит в плотность массы обычной материи ультрарелятивистских частиц и античастиц, и далее расширение протекает с замедлением в согласии с обычной (иногда говорят «стандартной») теорией Фридмана. Стадия инфляции, вероятно, объясняет такие фундам. свойства сегодняшней Вселенной, как однородность в больших масштабах, близость ср. плотности материи к критич. значению $\Omega = 1$ и др. При переходе плотности скалярного поля в плотность обычной материи должны возникнуть первичные ма-

лые неоднородности плотности, эволюция к-рых в конце концов приводит к образованию крупномасштабной структуры Вселенной.

Теория рассматривает и др. возможные причины инфляции (помимо особого состояния скалярного поля) в самом начале расширения Вселенной.

Границу применимости самых общих концепций совр. физики в К. представляет плотность $\rho_{Пл} \sim 10^{93}$ г/см^3 (т. н. планковская плотность), при к-рой должны проявляться ещё не изученные квантовые свойства пространства-времени и тяготения. Существуют гипотезы о рождении Вселенной с планковской плотностью из вакуума.

Модель раздувающейся (инфляционной) Вселенной даёт возможность предположить, что пространственная однородность Вселенной, вызванная экспоненциальным расширением, сглаживающим все неоднородности, простирается на расстояния, намного превышающие размеры охваченной наблюдениями области Вселенной, но всё же на конечные масштабы. На границах этой области однородности, возможно, имеются экзотич. образования, предсказываемые теоретич. физикой,— доменные стенки, *магнитные монополи* и др., а за границей — др. области Вселенной (иногда их наз. «другими вселенными») с иными свойствами, чем та область, к-рая доступна наблюдениям.

Лит.: Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Строение и эволюция Вселенной, М., 1975; Вейнберг С., Гравитация и космология, пер. с англ., М., 1975; Пиблс Ф. Дж. Э., Структура Вселенной в больших масштабах, пер. с англ., М., 1983; Линде А. Д., Раздувающаяся Вселенная, «УФН», 1984, т. 144, с. 177. *И. Д. Новиков.*

КОСМОХРОНОЛО́ГИЯ (от греч. kósmos — мир, Вселенная, chrónos — время и lógos — слово, учение) — одно из направлений *космологии*, устанавливающее возраст разл. астр. объектов (планет, *Солнца*, *звёзд*, *галактик*) и *Вселенной* в целом.

Для определения возраста в К. применяют как методы наземной наблюдательной астрономии, так и методы внеатмосферной астрономии, позволяющие изучать движение космич. объектов и определять их хим. и изотопный состав.

В К. используют также данные геохронологии о возрасте геологич. образцов, метеоритов и лунного вещества (см. *Изотопная хронология*). Выводы К. основываются на фундам. физ. законах и представлениях космологии об эволюции космич. объектов и Вселенной в целом.

Осн. проблема К.— определение возраста Вселенной T_U. С открытием *красного смещения* линий в спектрах далёких галактик и развитием представлений о расширяющейся Вселенной удалось получить первую оценку T_U (за начало отсчёта принимается момент взрывного начала расширения Вселенной, см. *Сингулярность космологическая*). В простейшем приближении связь между расстоянием r до далёкого внегалактич. объекта в расширяющейся Вселенной и скоростью v его удаления записывается в виде $v=H_0 r$ (см. *Хаббла закон*), где коэф. $H_0=(50—100)$ (км/с)/Мпк наз. постоянной Хаббла.

Величина $t=1/H_0=T_U$ («время Хаббла») представляет собой время, в течение к-рого произошло расширение видимой части Вселенной — разлёт самых удалённых из наблюдаемых объектов Вселенной (при условии, что расширение происходило равномерно с совр. скоростью). Из данных наблюдений следует, что T_U заключено в пределах (10—20) млрд. лет. Имеющаяся неопределённость в значении T_U обусловлена трудностями определения H_0 (гл. обр. большими погрешностями в нахождении расстояний до далёких галактик, их скоплений и квазаров, см. *Расстояний шкала* в астрономии).

Если принять (см. *Космологические модели*), что ранняя Вселенная расширялась с большей скоростью, то время расширения характеризуется более сложной зависимостью:

$$T_U=\frac{1}{H_0} f(\Omega, \Lambda). \qquad (1)$$

Здесь $\Omega=\rho_0/\rho_c$, где $\rho_0=(3—5)\cdot 10^{-31}$ г/см^3 — ср. плотность материи во Вселенной к настоящему времени (реальное значение ρ_0, по-видимому, больше за счёт ненаблюдаемой *скрытой массы*), $\rho_c=10^{-29}—5\cdot 10^{-30}$ г/см^3 — *критическая плотность Вселенной*, Λ — *космологическая постоянная*. Функциональная связь между T_U, Ω и Λ, различная в разных однородных и изотропных космологич. моделях, приводит к значениям T_U, сильно различающимся в зависимости от используемых значений Ω и Λ, к-рые ещё недостаточно точно определены.

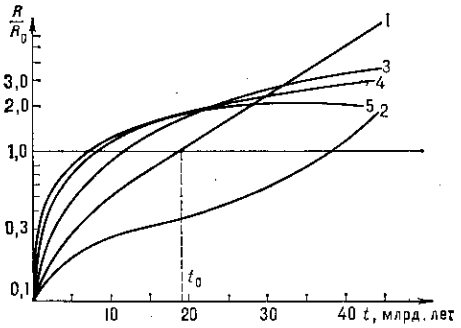


Рис. 1. Зависимость «радиуса» Вселенной — масштабного фактора R (нормированного на наблюдаемое значение R_0) от времени t для различных значений плотности ρ_0, эквивалентной плотности вакуума $\rho_V \sim \Lambda$ и параметра метрики k (значения плотности даны в единицах 10^{-30} г/см^3): *1* — $\rho_0=0{,}5$, $\rho_V=10$, $k=0$; *2* — $\rho_0=0{,}6$, $\rho_V=13$, $k=+1$; *3* — $\rho_0=0{,}5$, $\rho_V=0$, $k=-1$; *4* — $\rho_0=\rho_c$, $\rho_V=0$, $k=0$; *5* — $\rho_0=20$, $\rho_V=0$, $k=+1$.

Рис. 1 иллюстрирует нач. этап эволюции Вселенной от момента $t=0$ до настоящего времени t_0 в нек-рых однородных изотропных космологич. моделях (кривые *1*, *2*, *3*, *4*, *5* — зависимость R от t для разных космологич. моделей, где R — масштабный фактор, связанный с расстоянием до «горизонта» Вселенной — см. *Горизонт частицы*, а R_0 — значение R в момент t_0). В зависимости от выбранных значений ρ_0, плотности вакуума $\rho_V \sim \Lambda$ и параметра метрики *космологической модели* k ($k=-1$, 0, $+1$) получаются разные значения $T_U=t_0$. Среди возможных решений ур-ний, описывающих расширение Вселенной, есть и такие, к-рые дают вначале затянутое расширение, даже с задержкой на определ. радиусе, а затем ускоренное расширение. Т. о., значения T_U, полученное из однородных изотропных космологич. моделей, различаются в два раза (10—20 млрд. лет) при использовании простейших соотношений, следующих из закона Хаббла, а для нек-рых моделей (с Λ-членом в ур-ниях теории тяготения Эйнштейна) эти различия ещё больше.

Второй способ определения возраста Вселенной основан на достижениях теории строения и *эволюции звёзд*.

Возраст звезды определяется по результатам астрономич. наблюдений, позволяющим определить стадию эволюции, на к-рой звезда находится в данный момент (по её положению на *Герцшпрунга — Рессела диаграмме*), и теории эволюции звёзд, установившей длительность отд. стадий эволюции. К самым старым звёздам относят звёзды шаровых скоплений, на что указывает, в частности, обеднённость их вещества металлами и относительно высокое содержание ^{4}He (^{4}He/H$\approx$0,3). Используя ряд данных о шаровых скоплениях, удалось оценить их возраст — от 9 до 15 млрд. лет. Осн. неточность данного метода связана с погрешностями определения расстояний до шаровых скоплений

и звёзд, а следовательно, и соотношения масса—светимость, по к-рому строится диаграмма Герцшпрунга — Ресселла. С учётом времени, ушедшего на образование шаровых скоплений, значение возраста Вселенной, установленного этим методом, составляет 11—18 млрд. лет.

Третий метод определения возраста — метод ядерной К.— основан на исследовании относит. содержания радиоактивных долгоживущих изотопов, к-рое меняется со временем как из-за радиоакт. распада ядер, так и вследствие др. радиоакт. превращений в процессе продолжающегося *нуклеосинтеза*. Знание закона изменения относит. концентраций изотопов позволяет определить возраст исследуемого объекта. Для анализа времён порядка млрд. лет и больше используются ядра-хронометры с длит. периодом полураспада (табл. 1).

Таб л. 1. — **Долгоживущие ядра-хронометры**

Ядро	Продукт распада	Период полураспада, млрд. лет	В каких процессах образуется
^{40}K	^{40}Ca, ^{40}Ar	1,28	*s*
^{87}Rb	^{87}Sr	48	*r*, *s*
^{113}Cd	^{115}In	$9\cdot10^{6}$	*s*
^{123}Te	^{123}Sb	$1,24\cdot10^{4}$	*s*
^{138}La	^{138}Ba	135	*p* *
^{144}Nd	^{140}Ce	$2,1\cdot10^{6}$	*s*, *r*
^{147}Sm	^{143}Nd	106	*s*, *r*
^{148}Sm	^{144}Nd	$7\cdot10^{6}$	*s*
^{152}Gd	^{148}Sm	$1,1\cdot10^{5}$	*s*
^{176}Lu	^{176}Hf	36	*s*
^{186}Os	^{182}W	$2,0\cdot10^{6}$	*s*
^{187}Re	^{187}Os	50	*s*, *r*
^{190}Pt	^{186}Os	610	*p* *
^{232}Th	^{208}Pb	14,05	*r*
^{235}U	^{207}Pb	0,704	*r*
^{238}U	^{206}Pb	4,468	*r*

* Обогащённые протонами нуклиды.

Наиб. широко из представленных в табл. изотопов для определения возраста Вселенной применяют изотопы U и Th, к-рые образуются только в быстром ядерном процессе — *r*-процессе (*r*-rapid), протекающем при высоких темп-рах, больших плотностях свободных нейтронов и сопровождающемся многократными нейтронными захватами с образованием нейтроноизбыточных ядер (см. *Ядерная астрофизика*).

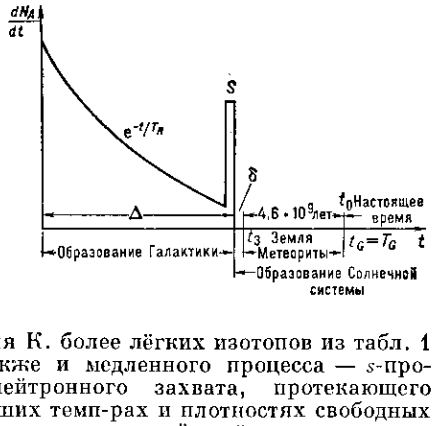


Рис. 2. Зависимость скорости галактического нуклеосинтеза от времени (по Фаулеру). Значение $t=0$ соответствует времени образования Галактики, *S* — вклад от вспышки сверхновой.

Использование для К. более лёгких изотопов из табл. 1 требует учёта также и медленного процесса — *s*-процесса (*s*-slow) нейтронного захвата, протекающего при гораздо меньших темп-рах и плотностях свободных нейтронов. Хотя одновременный учёт влияния как *r*-, так и *s*-процессов на образование ядер-хронометров сложен, данные о T_U, полученные методами ядерной К., укладываются в интервал 10—20 млрд. лет и пока не дают большей точности. Надежды на более точное определение T_U связывают с U—Th-методом потому, что изотопы ^{235}U, ^{238}U и ^{232}Th образуются в одном *r*-процессе, теория которого достаточно полно разработана.

Метод определения возраста по анализу содержания в них урана предложил Э. Резерфорд (E. Rutherford, 1929). Совр. основы методов ядерной К. разработал У. Фаулер (W. Fowler, 1957—61). Согласно Фаулеру, интенсивность нуклеосинтеза ядер в *r*-процессе уменьшается от момента образования Галактики ($t=0$) до момента $t=\Delta$ (Δ — продолжительность нуклеосинтеза) по экспоненциальному закону с временной постоянной T_R (рис. 2). Образованию Солнечной системы в момент t_3 предшествовал период конденсации вещества, начавшийся после окончания нуклеосинтеза (его длительность на рис. обозначена δ). Развитием экспоненциальной модели Фаулера явилось введение всплеска интенсивности нуклеосинтеза (*S*). Пик нуклеосинтеза *S* был введён из-за обнаружения в метеоритном веществе следов относительно короткоживущих (в масштабе 10^{10} лет) изотопов ^{244}Pu, ^{129}I и др. (табл. 2), что, возможно, вызвано близким взрывом *сверхновой звезды*, произошедшим до или во время образования Солнечной системы.

Таб л. 2. — **Короткоживущие ядра-хронометры**

Ядро	Продукт распада	Период полураспада, млн. лет	В каких процессах образуется
^{26}Al	^{26}Mg	0,72	*p*
^{53}Mn	^{53}Cr	3,7	*p*
^{107}Pd	^{107}Ag	6,5	*s*
^{129}I	^{129}Xe	17	*s*, *r*
^{146}Sm	^{142}Nd	103	*p*
^{205}Pb	^{205}Tl	14	*s*
^{244}Pu	^{238}Th	82	*r*
^{247}Cm	^{235}U	16	*r*

Зависимость скорости нуклеосинтеза от времени, представленная на рис. 2, описывается ур-нием для концентрации N_A ядра с данным массовым числом A:

$$\frac{dN_A}{dt} = -\frac{N_A}{\tau_A} + \lambda_A \cdot e^{-t/T_R} + \lambda_A^S \Delta_S \delta\,(t-\Delta);\ 0 \leqslant t \leqslant \Delta, \quad (2)$$

где τ_A — период полураспада ядра A, λ_A — скорость его образования, Δ_S — продолжительность нуклеосинтеза в *S*-пике, определяемая тем, что произведение $\lambda_A^S \Delta_S$ даёт число образовавшихся ядер с данным значением A. До сформирования Галактики ядра тяжелее ^{4}He не синтезировались, поэтому $N_A(t=0)\equiv 0$. Ур-ние (2) решается аналитически и содержит для двух изотопных отношений

$$\lambda_{58} = N(^{235}\mathrm{U})/N(^{238}\mathrm{U}) \text{ и } \lambda_{28} = N(^{232}\mathrm{Th})/N(^{238}\mathrm{U})$$

четыре неизвестных параметра: Δ, T_R, *S* и δ. Зная из наблюдений значения $\lambda_{28}=3{,}75$ и $\lambda_{58}=0{,}007253$ и используя закон радиоакт. распада (см. *Радиоактивность*), можно определить относит. концентрации изотопов в момент $\Delta+\delta$. Хотя период $\delta < 2\cdot10^{8}$ лет относительно мал и на обилие U и Th существенно не влияет, величина δ определяется тем не менее довольно успешно (по анализу продуктов распада короткоживущих изотопов-хронометров, представленных в табл. 2). Из трёх оставшихся неопределёнными параметров два фиксируются отношением $T_R/\Delta=0{,}43$, полученным Фаулером из анализа относит. концентрации ^{187}Re/^{187}Os и ^{176}Lu/^{176}Hf хронометрич. пар Re—Os и Lu—Hf. Оставшаяся неопределённость во влиянии *S*-пика (взрыва сверхновой на наблюдаемую *распространённость элементов*) может быть снята при получении более точных данных об относит. концентрациях ^{244}Pu, а возможно также ^{247}Cm и др. ядер из табл. 2. Многочисл. расчёты возраста вещества Галактики t_G уран-ториевым методом дают у разных исследователей различающиеся значения, но укладывающиеся в основном в определён-

ный ранее интервал 10—20 млрд. лет. Уран-ториевый метод совершенствуется как в направлении исследований ядер, удалённых от области стабильности, и теоретич. методов прогнозирования свойств нейтронноизбыточных ядер, так и в направлении исследования астрофизич. последствий взрыва близкой сверхновой.

В ядерной К. для определения возраста вещества Галактики t_G кроме изотопов U и Th используются также ядра, образующиеся в *s*-процессе (^{40}K, ^{176}Lu и др.), содержание к-рых в меньшей степени зависит от влияния вспышки сверхновой. Методы ядерной К., использующие как изотопы, образующиеся в *r*-процессе, так и изотопы, образующиеся в *s*-процессе, взаимно дополняют друг друга и дают независимые значения t_G.

Определённый методами ядерной К. возраст t_G примерно совпадает с возрастом самой Галактики t_G. С др. стороны, $T_G \approx T_U$, т. к. время образования характерной для Галактики структуры, согласно совр. представлениям, существенно меньше T_U. Достаточно точное определение T_U методами ядерной К. позволит в дальнейшем уменьшить имеющийся произвол в выборе параметров космологич. модели. Неопределённость в функциональной связи между T_U, Ω и Λ будет ограничена и перенесена на параметры Ω и Λ. Особенно остро при этом встаёт вопрос о существовании во Вселенной *скрытой массы*.

Временна́я шкала в ядерной К. простирается до 10^{15} лет, что позволяет в принципе установить возраст как отдельных астр. объектов, так и Вселенной в целом. Макс. временны́е интервалы могут быть определены по относительному содержанию изотопов ^{113}Cd, ^{144}Nd, ^{148}Sm, ^{186}Os (табл. 1).

Основанная на эволюционистских концепциях К. непрерывно развивается: совершенствуются методы внеатмосферной астрономии, углубляются представления об эволюции звёзд, становятся точнее методы изотопного анализа вещества, определения очень малых концентраций ядер-хронометров и продуктов их распада. Раскрывающиеся возможности К., особенно в вопросе уточнения возраста Вселенной, оказывают существенное влияние на всю космологию и на развитие наших представлений об окружающем мире.

Лит.: Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Строение и эволюция Вселенной, М., 1975, разд. 1; Новиков И. Д., Эволюция Вселенной, М., 1979; Фаулер У., Экспериментальная и теоретическая ядерная астрофизика, поиски происхождения элементов, пер. с англ., «УФН», 1985, т. 145, с. 441; Ядерная астрофизика, пер. с англ., М., 1986.

Ю. С. Лютостанский.

КОТТО́НА ЭФФЕ́КТ — то же, что *круговой дихроизм*.

КОТТО́НА — МУТО́НА ЭФФЕ́КТ — один из эффектов *магнитооптики*, заключающийся в возникновении линейного *двойного лучепреломления* в среде, помещённой во внеш. магн. поле, при распространении света перпендикулярно полю. В применении к кристаллич. системам К.— М. э. часто наз. эффектом Фогта. Впервые был обнаружен в коллоидных растворах Дж. Керром (J. Kerr, 1901), далее подробно исследован Э. Коттоном (A. Cotton) и А. Мутоном (H. Mouton, 1907), а в кристаллах — В. Фогтом (W. Voigt). К.— М. э. является следствием взаимодействия магн. поля с токовыми (локализованными или делокализованными) системами (электроны в атоме, носители заряда в полупроводниках), определяющими исходные оптич. свойства вещества, и поэтому обнаруживается во всех материальных средах. Подобно др. эффектам индуцированной линейной анизотропии (пьезооптическому, эл.-оптическому), К.— М. э. экспериментально регистрируется по возникновению эллиптичности прошедшего через среду линейно поляризованного светового пучка с плоскостью поляризации, составляющей обычно угол $\pm 45°$ с направлением приложенного поля (см. *Керра эффект*). Под действием магн. поля первоначально изотропная среда превращается в оптически одноосную (гиротропность среды в такой геометрии магн. поля можно не учитывать) с показателями преломления обыкновенного и необыкновенного лучей n_0 и n_e (см. *Кристаллооптика*). В результате ортогональные компоненты вектора напряжённости электрич. поля световой волны, проходящей через среду, испытывают разные фазовые сдвиги и, складываясь на выходе из среды, образуют эллиптически поляризованный свет, степень эллиптичности к-рого определяется указанной разностью фаз. Знак индуцированной разности фаз не зависит от направления приложенного магн. поля и, следовательно, зависимость наведённого двупреломления должна определяться лишь чётными степенями напряжённости поля H. В подавляющем большинстве случаев оказывается возможным ограничиться квадратичным по H членом: $\Delta_\lambda = l(n_e - n_0)/\lambda = ClH^2$ (Δ_λ — разность хода лучей, выраженная в длинах волн, l — длина пути света в веществе, λ — длина световой волны в вакууме). Константа C наз. постоянной Коттона — Мутона и зависит от природы среды, длины волны излучения и темп-ры.

К.— М. э. тесно связан с др. магнитооптич. явлениями. В частности, вместе с эффектом магн. линейного дихроизма — индуцированного магн. полем различия коэффициентов поглощения для двух линейных поляризаций ($\Delta k = k_e - k_0$) — К.— М. э. можно рассматривать как единый эффект магн. линейной анизотропии с учётом комплексности показателя преломления среды $\Delta n = (n_e - n_0) + i(k_e - k_0) = \Delta n + i\Delta k$. При этом ф-ции $\Delta n(\omega)$ и $\Delta k(\omega)$, описывающие спектральный ход линейного двупреломления и дихроизма (ω — частота излучения), связаны между собой дисперсионными соотношениями, аналогичными *Крамерса — Кронига соотношениям*. Как известно, подобная же связь существует между магнитооптич. эффектами циркулярной анизотропии — эффектом Фарадея и *магнитным круговым дихроизмом*.

Оба упомянутых эффекта магн. линейной анизотропии — К.— М. э. и магн. линейный дихроизм — являются фактически поляризационными аналогами поперечного *Зеемана эффекта*, подобно тому, как эффект Фарадея и магн. циркулярный дихроизм — поляризационные аналоги продольного эффекта Зеемана. Благодаря методич. специфике поляризационных эффектов магнитооптич. анизотропии их используют для регистрации эффекта Зеемана в случае широких полос поглощения, когда магн. расщепление оптич. переходов не разрешается спектрально.

Микроскопич. механизмы возникновения магн. линейной анизотропии определяются или ориентационным выстраиванием молекул, обладающих дипольным магн. моментом, или анизотропией магн. поляризуемости (при наличии ориентационных степеней свободы) и, кроме того, магн. поляризацией электронных оболочек молекул.

К.— М. э. по величине обычно мал и поэтому не находит широкого применения. Исключение составляют магнитоупорядоченные кристаллы, в к-рых К.— М. э. функционально связан не с напряжённостью внеш. магн. поля, а с намагниченностью подрешёток кристалла и может достигать чрезвычайно больших значений. Так, напр., в ферромагн. кристалле EuSe величина магн. линейного двупреломления Δn достигает $1{,}5 \cdot 10^{-2}$.

Значительной величина К.— М. э. может быть также в конденсированных парамагнетиках вблизи линий поглощения при наличии разрешённой картины зеемановского расщепления.

К.— М. э. используют для измерений анизотропии диамагн. восприимчивости молекул, изучения структуры примесных центров и магн. свойств электронных оболочек.

Лит.: Волькенштейн М. В., Молекулярная оптика, М.— Л., 1951; Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971; Смоленский Г. А., Писарев Р. В., Синий И. Г., Двойное лучепреломление света в магнитоупорядоченных кристаллах, «УФН», 1975, т. 116, с. 231.

В. С. Запасский.

КОШИ́ ГОРИЗО́НТ — поверхность, являющаяся границей области причинной предсказуемости физ. явле-

ний в будущем по нач. данным (нач. условиям), заданным на нек-рой пространственноподобной трёхмерной поверхности (*частичной поверхности Коши*). Термин «К. г.» был введён в 1966 Р. Пенроузом (R. Penrose) и С. Хокингом (S. Hawking) при исследовании задачи Коши (т. е. задачи определения значений физ. полей, включая гравитационное, по нач. данным на поверхности Коши) в общей теории относительности. За К. г. однозначные предсказания ни в классической, ни в квантовой теории невозможны, поскольку часть необходимой информации может приходить туда из др. областей пространства, не пересекающихся с нач. частичной поверхностью Коши. К. г. представляет собой трёхмерную поверхность с нулевым геодезич. *интервалом*, т. е. он образован траекториями световых лучей. В *Минковского пространстве-времени* существование К. г. вызвано только тем, что частичная поверхность Коши, по отношению к к-рой он определён, имеет край (иначе говоря, нач. условия заданы не во всём пространстве). Для максимально расширенной поверхности Коши в пространстве-времени Минковского, примером к-рой является трёхмерная поверхность $t=\text{const}$ в *инерциальной системе отсчёта*, К. г. отсутствует и область причинной предсказуемости совпадает со всем пространством-временем. В этом случае поверхность Коши наз. **глобальной**.

Принципиально иная ситуация с К. г. имеет место в *общей теории относительности* (ОТО) ввиду того, что пространство-время в этой теории может обладать сложной топологич. структурой. В решениях ОТО К. г. могут сохраняться даже при макс. непрерывном расширении любой частичной поверхности Коши. Такие К. г. являются уже свойством пространства-времени в целом. Их существование однозначно связано с отсутствием глобальной причинной предсказуемости. Обычно, говоря о К. г. в каком-нибудь искривлённом пространстве-времени, имеют в виду именно эти К. г. В частности, решения ОТО, описывающие идеализированные вращающиеся или электрически заряженные *чёрные дыры*, обладают К. г., определённым по отношению ко всему трёхмерному асимптотически евклидову пространству, в к-ром находится чёрная дыра; при этом К. г. всегда находится под *горизонтом событий* чёрной дыры и, т. о., не виден внеш. наблюдателю. Для этих решений нельзя также построить глобальную поверхность Коши.

С принципиальной точки зрения существование К. г. даже для максимально расширенных частичных поверхностей Коши и отсутствие глобальной причинной предсказуемости для нек-рых решений ОТО — нежелат. свойство. Однако теоретич. исследования (Р. Пенроуз, И. Д. Новиков и А. А. Старобинский и др.) показали, что К. г. внутри идеализированных (стационарных) вращающихся или заряж. чёрных дыр неустойчив как по отношению к малым нестационарным гравитац. возмущениям, так и вследствие квантового эффекта рождения пар элементарных частиц гравитац. или электрич. полем чёрной дыры (см. *Квантовая теория гравитации*). Поэтому можно полагать, что внутри реальных чёрных дыр, возникающих в результате коллапса первоначально регулярного распределения вещества, К. г. не образуется и имеет место глобальная причинная предсказуемость.

А. А. Старобинский.

КОШИ ЗАДАЧА — задача о нахождении решения дифференц. ур-ния (обыкновенного или в частных производных), удовлетворяющего нач. условиям. Рассмотрена в 1823—24 О. Коши (A. Cauchy).

Примером К. з. может служить осн. задача механики, когда по известным нач. положениям и скоростям частиц требуется при известном законе взаимодействия между ними определить движение частиц во времени.

Поскольку ур-ния матем. физики, для к-рых ставится К. з., описывают реальные процессы, то естественно потребовать: существования решения в определ. классе ф-ций; его единственности; непрерывной зависимости решения от нач. данных. Даже в случае простейшей К. з. $dy/dx=f(x,\ y)$, $y(x_0)=y_0$, где $f(x,\ y)$ — заданная ф-ция, выполнение этих требований накладывает ограничения на вид ф-ции $f(x,\ y)$.

Аналогично ставится К. з. для систем обыкновенных дифференц. ур-ний; при этом $y(x)$ и $f(x,\ y)$ — вектор-функции в к.-л. векторном пространстве. Поскольку обыкновенное дифференц. ур-ние порядка n сводится к системе ур-ний первого порядка, К. з. для него фиксирует нач. значения для производных искомой ф-ции вплоть до $n-1$ порядка.

Для дифференц. ур-ний в частных производных в $(n+1)$-мерном пространстве-времени К. з. фиксирует нач. значения ф-ции (и её $k-1$ производных, если k — порядок ур-ния по времени) на n-мерной поверхности. Напр., для *волнового уравнения* $\sum_{i=1}^{n}\frac{\partial^2 u}{\partial x_i^2}-\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 u}{\partial t^2}=0$ решение К. з. с нач. данными: $u(x,\ 0)=\varphi(x)$, $\partial u(x,\ t)/\partial t|_{t=0}=\pi(x)$, где $\varphi(x)$, $\pi(x)$ — достаточно гладкие ф-ции, даётся при $n=1,\ 2,\ 3$ *Д'Аламбера формулой*, *Пуассона формулой* и *Кирхгофа формулой*. При этом решение непрерывно зависит от ф-ций φ и π. Для ур-ния в частных производных требуется, чтобы К. з. была корректно поставлена. Напр., для волнового уравнения К. з. корректно поставлена в случае, если нач. данные заданы либо на гиперплоскости $t=0$, либо на любой пространственноподобной поверхности, для к-рой $\sum_{i=1}^{n}x_i^2-c^2t^2>0$.

Лит.: Петровский И. Г., Лекции об уравнениях с частными производными, 3 изд., М., 1961; Владимиров В. С., Уравнения математической физики, 5 изд., М., 1988; Арнольд В. И., Обыкновенные дифференциальные уравнения, 3 изд., М., 1984; Бицадзе А. В., Уравнения математической физики, 2 изд., М., 1982.

С. В. Молодцов.

КОШИ ИНТЕГРАЛ — интегральная ф-ла, выражающая значение *аналитической функции* $f(z)$ в точке, лежащей внутри замкнутого контура γ, не содержащего внутри себя особенностей $f(z)$, через её значения на этом контуре:

$$f(z)=\frac{1}{2\pi i}\int_{\gamma}\frac{f(\xi)}{\xi-z}\,d\xi,$$

где интегрирование производится против часовой стрелки. Если точка z лежит вне контура γ, то

$$\int_{\gamma}\frac{f(\xi)}{\xi-z}\,d\xi=0.$$

К. и. впервые рассмотрел О. Коши в 1831.

Если γ — произвольный гладкий контур (замкнутый или незамкнутый), а $w(\xi)$ — комплекснозначная ф-ция, заданная на γ, то выражение

$$\frac{1}{2\pi i}\int_{\gamma}\frac{w(\xi)}{\xi-z}\,d\xi$$

наз. интегралом типа Коши. Интеграл типа Коши определяет ф-цию, аналитическую вне контура γ (если γ замкнут, то фактически он определяет две аналитич. ф-ции — вне и внутри него). В случае, когда $w(\xi)$ — гладкая ф-ция, предельное значение интеграла типа Коши в точке z_0 на контуре γ, взятой слева от него (по отношению к направлению интегрирования), равно

$$\frac{1}{2}\,w(z_0)+\frac{P}{2\pi i}\int_{\gamma}\frac{w(\xi)}{\xi-z_0}\,d\xi,$$

где P — символ гл. значения интеграла. Предельное значение справа в той же точке равно $-\frac{1}{2}w(z_0)+\frac{P}{2\pi i}\times$ $\times\int_{\gamma}\frac{w(\xi)}{\xi-z_0}d\xi$. Разность этих граничных значений равна значению ф-ции $w(\xi)$ в точке z_0.

Для того, чтобы предельные значения интеграла типа Коши, взятые со стороны области, ограниченной замкнутым контуром γ, совпадали с ф-цией $w(\xi)$, т. е. для того, чтобы интеграл типа Коши был К. и., необходимо

и достаточно выполнение условий $\int_\gamma w\xi^n d\xi = 0$ для любого $n=0, 1, \ldots$ К. п. и интегралы типа Коши используют, напр., в дисперсионных методах квантовой теории поля, оптики и др.

Лит. см. при ст. *Аналитическая функция*.

Б. И. Завьялов.

КОШИ́ РАСПРЕДЕЛЕ́НИЕ — распределение вероятностей с плотностью

$$k_{\alpha,\theta}(x) = \frac{\theta}{\pi[\theta^2+(x-\alpha)^2]}, \quad -\infty < x < \infty,$$

и ф-цией распределения

$$K_{\alpha,\theta}(x) = \frac{1}{2} + \frac{1}{\pi}\operatorname{arctg}\frac{x-\alpha}{\theta}; \qquad (*)$$

α — параметр сдвига, $\theta>0$ — параметр масштаба. Рассмотрено в 1853 О. Коши. *Характеристическая функция* К. р. равна $\exp[i\alpha t - \theta|t|]$; моменты порядка $p\geqslant 1$ не существуют, поэтому *больших чисел закон* для К. р. не выполняется [если $X_1, \ldots, X_n$ — независимые случайные величины с одинаковым К. р., то $n^{-1}(X_1+\ldots+X_n)$ имеет то же К. р.]. Семейство К. р. замкнуто относительно линейных преобразований: если случайная величина X имеет распределение (*), то $aX+b$ также имеет К. р. с параметрами $\alpha_1 = a\alpha+b$, $\theta_1 = |a|\theta$. К. р.— *устойчивое распределение* с показателем 1, симметричное относительно точки $x=\alpha$. К. р. имеет, напр., отношение X/Y независимых нормально распределённых случайных величин с нулевыми средними, а также ф-ция $\theta\operatorname{tg}Z+\alpha$, где случайная величина Z равномерно распределена на $[-\pi/2, \pi/2]$. Рассматривают также многомерные аналоги К. р.

Лит.: Феллер В., Введение в теорию вероятностей и ее приложения, пер. с англ., [3 изд.], т. 2, М., 1984.

К. А. Боровков.

КОШИ́ ТЕОРЕ́МА — теорема об обращении в нуль интеграла от *аналитической функции*, взятого вдоль замкнутого контура. Точнее, пусть ф-ция $f(t)$ аналитична в области D, а γ — кусочно-гладкий контур, лежащий в D и не содержащий внутри себя особенностей ф-ции $f(z)$. Тогда, согласно К. т., контурный интеграл $\int_\gamma f(z)dz$ равен нулю. Доказана О. Коши в 1825. Геометрически К. т. означает, что векторное поле, компонентами к-рого являются соответственно веществ. и мнимая части аналитич. ф-ции, потенциально и соленоидально, т. е. его дивергенция и ротор равны нулю. Справедливо и обратное утверждение (теорема Морера): если ф-ция $f(z)$ непрерывна в односвязной области D и такова, что $\int_\gamma f(z)dz = 0$ для любого кусочно-гладкого замкнутого контура γ, лежащего в D, то $f(z)$ аналитична в D. К. т. играет важную роль в теории аналитич. ф-ций. На ней основано представление аналитич. ф-ции в виде *Коши интеграла*, она используется в теории вычетов и т. д.

Б. И. Завьялов.

КОШИ́ — РИ́МАНА УРАВНЕ́НИЯ — дифференц. ур-ния, к-рым удовлетворяют веществ. и мнимая части *аналитической функции*. Ф-ция $f(z) = u(x, y) + iv(x, y)$, $z = x+iy$, непрерывно дифференцируемая в области D комплексной плоскости $\mathbb{C}$, аналитична в D в том и только в том случае, когда справедливы К.— Р. у.:

$$\frac{\partial u(x,y)}{\partial x} = \frac{\partial v(x,y)}{\partial y}, \quad \frac{\partial u(x,y)}{\partial y} = -\frac{\partial v(x,y)}{\partial x}.$$

К. — Р. у. впервые введены Ж. Д'Аламбером (J. L. D'Alembert) в 1752 и Л. Эйлером (L. Euler) в 1777 и использованы О. Коши и Б. Риманом (B. Riemann). Формально К.— Р. у. могут быть также записаны в виде

$$\frac{\partial f}{\partial z^*} = 0, \quad z^* = x - iy, \quad \frac{\partial}{\partial z^*} = \frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial x} + i\frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial y}.$$

Следствием К.— Р. у. является тот факт, что $u(x, y)$ и $v(x, y)$ — *гармонические функции* в D. Две гармонич. ф-ции наз. взаимно сопряжёнными, если они удовлетворяют К.— Р. у. Для любой ф-ции, гармонической в односвязной области, существует сопряжённая гармонич. ф-ция, определяемая с точностью до пост. слагаемого. В случае неодносвязных областей последнее утверждение, вообще говоря, не справедливо.

Б. И. Завьялов.

КОЭРЦИТИ́ВНАЯ СИ́ЛА (коэрцитивное поле) (от лат. coërcitio — удерживание) — характеристика ферромагн. материалов (ФМ), показывающая, в какой степени затруднены в них процессы *намагничивания* (перемагничивания). При графич. изображении зависимости намагниченности M от циклически изменяющейся в пределах $\pm H_m$ напряжённости магн. поля получается петля гистерезиса (рис. к ст. *Гистерезис магнитный*). После снижения магн. поля от $\pm H_m$ до нуля в ФМ сохраняется остаточная намагниченность $\pm M_r$. Намагниченность становится равной нулю только после приложения магн. поля H_c, противоположного по знаку предшествующему намагничивающему полю. Величина H_c и является К. с. данного гистерезисного цикла.

Если H_m недостаточно велико, получаются частные циклы гистерезиса. Значение К. с. в этом случае зависит от величины H_m. Наиб. значение H_c, соответствующее предельной петле гистерезиса (размагничиванию из состояния техн. насыщения), является К. с. данного материала.

К. с. различных ФМ изменяется в очень широких пределах: от 10^{-3} до 10^6 Э (1 Э$\approx$80 А/м). Её значение существенно для классификации *магнитных материалов* на магнитно-мягкие ($H_c<1$—15 Э) и магнитно-твёрдые ($H_c>15$—100 Э).

К. с. определяется механизмом процесса перемагничивания, значением таких фундам. характеристик, как энергия *магнитной анизотропии*, *магнитострикция*, *намагниченность* насыщения. В одном и том же материале К. с. может быть весьма различной в зависимости от его кристаллич. структуры, темп-ры, распределения внутр. напряжений. Предельное для данного материала значение К. с. равно его полю анизотропии и может быть реализовано в *однодоменных частицах*. Их перемагничивание состоит в необратимом вращении вектора спонтанной намагниченности M_s. Состояния с однодоменной структурой присущи нек-рым магнитно-твёрдым материалам.

Высокие значения К. с. возможны и в очень совершенных многодоменных кристаллах. Их высокая К. с. обусловлена тем, что после намагничивания до насыщения в них затруднены процессы образования и роста областей с обратной намагниченностью (зародышей перемагничивания). Такой механизм К. с. реализуется в нек-рых магнитно-твёрдых материалах на основе редкоземельных *интерметаллических соединений*.

В большинстве ФМ К. с. определяется критич. полем необратимого смещения *доменных стенок*. Смещению препятствуют разл. неоднородности: градиенты внутр. механич. напряжений, инородные включения, структурные дефекты и т. д. Поэтому для реализации низких значений К. с. в магнитно-мягких материалах эти материалы должны обладать предельно однородной структурой.

Как структурно-чувствительная характеристика К. с. используется для неразрушающего контроля качества термич. обработки мн. изделий из ферромагн. сталей и сплавов.

Лит.: Пейн Т., Магнитные свойства мелких частиц, в сб.: Магнитные свойства металлов и сплавов, пер. с англ., М., 1961; Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971; Нессбитт Е., Верник Дж., Постоянные магниты на основе редкоземельных элементов, пер. с англ., М., 1977.

А. С. Ермоленко.

КОЭФФИЦИЕ́НТ ПОЛЕ́ЗНОГО ДЕ́ЙСТВИЯ (кпд) — отношение полезно используемой энергии $W_п$, напр. в виде работы, к общему кол-ву энергии W, получаемой системой (машиной или двигателем), $\eta = W_п/W$. Из-за неизбежных потерь энергии на трение и др. неравновесные процессы для реальных систем всегда $\eta<1$. На осно-

вании *второго начала термодинамики* для тепловых машин наибольший кпд (отношение работы $W_п$, совершаемой за один цикл, к кол-ву подведённой к ней за этот цикл теплоты Q) зависит только от темп-ры нагревателя T_1 и холодильника T_2 и равен $\eta = W_п/Q = (T_1 - T_2)/T_1$ (*Карно теорема*). Для электрич. двигателей кпд равен отношению полезной механич. работы к электрич. энергии, получаемой от источника; в электрич. трансформаторах кпд — отношение эл.-магн. энергии, получаемой во вторичной обмотке, к энергии, потребляемой в первичной обмотке. Понятие кпд имеет общий характер и применимо к разл. системам: электрич. генераторам, двигателям разного рода, полупроводниковым приборам, биол. объектам, поэтому оно может служить для сравнительной оценки эффективности разнообразных процессов. *Д. Н. Зубарев.*

КРАБОВИ́ДНАЯ ТУМА́ННОСТЬ — *остаток вспышки сверхновой* звезды, вспыхнувшей в нашей Галактике и наблюдавшейся в 1054. Название туманности связано с её формой, напоминающей клешню краба (рис. 1, слева). В оптич. диапазоне угл. размеры К. т. $\approx 5' \times 7'$. Расстояние до К. т. $\approx 1{,}7$ кпк. Полная мощность излучения (болометрич. светимость) $\approx 1 \cdot 2 \cdot 10^{38}$ эрг/с.

Оптич. излучение К. т. характеризуется необычайно мощным непрерывным степенным спектром, на к-рый налагаются эмиссионные линии, а линии поглощения отсутствуют. Интенсивность непрерывного спектра во много раз превосходит суммарную интенсивность эмиссионных линий, что существенно отличает К. т. от др. газовых *туманностей*. Спектральные линии излучаются системой тонких волокон, в то время как непрерывный спектр формируется во всём объёме. К. т. состоит из ажурной волокнистой структуры (рис. 1, слева) и «аморфной массы», излучающей непрерывный спектр. Аморфная масса представляет собой множество очень тонких нитей, к-рые заметно (за ~ 10 лет) изменяют свои очертания и интенсивность излучения. В оптич. диапазоне излучение волокон К. т. сосредоточено гл. обр. в эмиссионных линиях H, He, N, O, Ne, S и Fe, а в УФ-диапазоне — и в линиях C. Относит. содержание этих

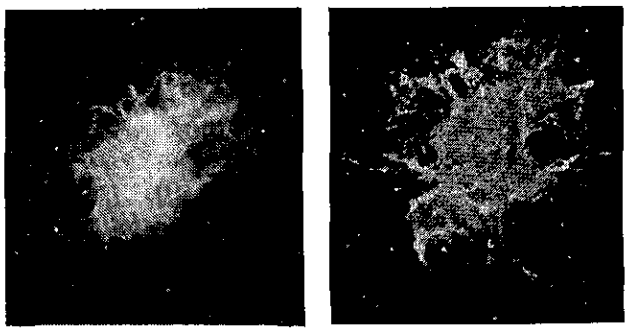


Рис. 1. Фотография Крабовидной туманности: в интервале длин волн 0,63—0,67 мкм (слева), в запрещённой линии азота NII и линии водорода H_α (справа).

элементов близко к солнечному, исключением является Ne, содержание к-рого в неск. раз превышает содержание H. Темп-ра ионизованного газа волокон 11 000—18 300 К, концентрация электронов от 550 до 3500 $см^{-3}$. Полная масса всей системы волокон 0,5—2 $M_\odot$. Система волокон в целом расширяется, и, как показывают доплеровские смещения эмиссионных линий, скорость расширения лежит в пределах 700—1500 км/с. Анализ собственных движений отд. волокон приводит к неожиданному результату: это расширение происходит не с замедлением, а с ускорением $\approx 0{,}0012$ $см/с^2$. Для поддержания этого ускорения необходима мощность $\approx 4 \cdot 10^{38}$ эрг/с.

В радиодиапазоне угл. размеры К. т. такие же, как в оптическом, и граница радиоизображения практически совпадает с контурами оптич. изображения. Радиоизлучение образуется во всём объёме туманности, причём его интенсивность увеличивается по мере приближения к её центру. В рентг. диапазоне излучение исходит из центр. области с угл. диаметром $\sim 1'$. Наблюдаемый спектр непрерывного излучения К. т. представлен на рис. 2. Ок. 65% полной мощности излучения приходится на спектральный интервал от видимого до рентг. излучения. Излучение в радиодиапазоне, а также в оптич. и рентг. диапазонах обладает сильной линейной поляризацией. Нетепловой характер спектра и наличие линейной поляризации указывают на синхротронную природу излучения К. т.

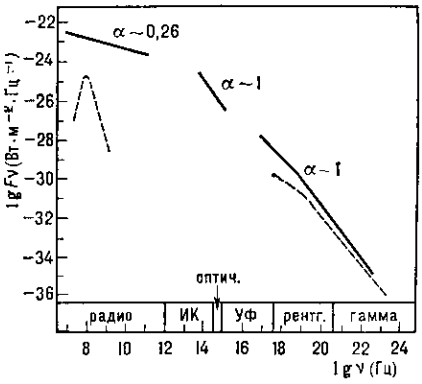


Рис. 2. Спектр Крабовидной туманности (спектр суммарного излучения собственно туманности и содержащегося в ней пульсара) в диапазоне от 10^7 до 10^{24} Гц (α — спектральный индекс). Штриховая линия — спектр пульсара.

Излучение К. т. генерируется синхротронным механизмом не только в радиодиапазоне, но и в оптич., рентг. и, возможно, гамма-диапазонах. Синхротронное излучение возникает при движении ультрарелятивистских электронов в магн. поле туманности, напряжённость к-рого $5 \cdot 10^{-4}$—10^{-3} Э. Это магн. поле, как показывает характер распределения поляризации по туманности, обладает регулярной крупномасштабной структурой. Полная масса релятивистских частиц, движущихся вдоль линий магн. поля и проявляющих себя в оптич. диапазоне как нити аморфной массы, равна $\sim 10^{-6} M_\odot$. Единый энергетич. спектр релятивистских электронов порождает и единый синхротронный спектр туманности. Радиоизлучение генерируется электронами с энергией 10^8—10^9 эВ; характерное время жизни таких электронов, обусловленное потерями на излучение, исчисляется тысячами лет. В оптич. и рентг. диапазонах излучают электроны с энергиями соответственно $\sim 10^{11}$—10^{12} эВ и $\sim 10^{15}$ эВ и характерными временами жизни ≈ 80 лет и ≈ 70 сут. Очевидно, для создания наблюдаемого спектра излучения К. т. необходима непрерывная инжекция релятивистских электронов в туманность.

Лишь с обнаружением *пульсара* в К. т. стала ясна полная картина физ. процессов в ней. Пульсар в К. т.— это звёздный остаток вспышки Сверхновой 1054. Полная мощность эл.-магн. излучения пульсара $\sim 10^{35}$ эрг/с. Пульсар — быстро вращающаяся нейтронная звезда с сильным магн. полем — способен генерировать ультрарелятивистские частицы и поставлять их в туманность. Наблюдаемое увеличение периода пульсара $\approx 0{,}04\%$ в год соответствует скорости потери кинетич. энергии вращения нейтронной звезды $\approx 5 \cdot 10^{38}$ эрг/с. Этого вполне достаточно для объяснения как болометрич. светимости К. т., так и ускоренного расширения системы волокон. Т. о., энергетич. баланс К. т. полностью обеспечивается за счёт кинетич. энергии вращения нейтронной звёзды.

К. т. является типичным представителем остатков вспышек сверхновых звёзд, получивших назв. плерионов.

Осн. признак плерионов — концентрация излучения к центру остатков. По совр. представлениям, плерионы образуются при вспышках *сверхновых звёзд* II типа. Данные наблюдений Сверхновой 1054 действительно хорошо согласуются с кривыми блеска сверхновых звёзд II типа. В процессе вспышки сверхновой звезды II типа вещество выбрасывается со скоростью 5000—15 000 км/с и кинетич. энергией $\approx 5 \cdot 10^{50}$ эрг. В то время как система волокон К. т. расширяется со скоростью ≈ 1500 км/с, её кинетич. энергия $\approx 2 \cdot 10^{49}$ эрг. Т. о., если в 1054 вспыхнула сверхновая II типа, то должна существовать оболочка, расширяющаяся со скоростями значительно большими 1500 км/с, однако обнаружить такую оболочку пока не удалось. Поэтому вопрос о принадлежности Сверхновой 1054 к известному типу сверхновых звёзд остаётся открытым.

При фотографировании в монохроматич. свете с большими экспозициями на северной границе К. т. было обнаружено относительно яркое образование с параллельными краями (рис. 3), к-рое не могло быть создано звездой до вспышки сверхновой и не связано с совр. активностью пульсара, поскольку продольная ось этого образования не совпадает ни с направлением на геом. центр расширяющейся туманности, ни с направлением на пульсар. Параллельность чётко ограниченных краёв образования, его размеры, сопоставимые с размерами всей туманности, и отсутствие др. подобных образований — всё это составляет ещё одну нерешённую проблему К. т.

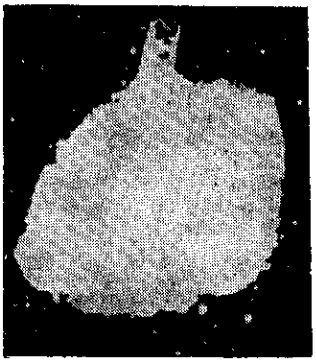


Рис. 3. Передержанная фотография Крабовидной туманности в запрещённой линии иона кислорода OIII (север вверху).

Наиб. выдающиеся результаты изучения К. т.— установление синхротронной природы излучения К. т. и наблюдательное подтверждение генетич. связи между вспышками сверхновых звёзд и образованием нейтронных звёзд.

Лит.: Шкловский И. С., Сверхновые звезды..., 2 изд., М., 1976; Манчестер Р., Тейлор Дж., Пульсары, пер. с англ., М., 1980; Davidson K., Fesen R. A., Recent developments concerning the Crab nebula, «Ann. Rev. Astron. and Astrophys.», 1985, v. 23, p. 119. *В. П. Утробин.*

КРАЕВА́Я ЗАДА́ЧА — задача выделения ф-ции, удовлетворяющей заданному условию на границе нек-рой области, из класса ф-ций, определённых в этой области. Обычно класс ф-ций является набором решений (общим решением) данного дифференц. ур-ния. Если речь идёт о системе ур-ний для неск. искомых ф-ций, К. з. формулируется для всей их совокупности.

В физ. примерах дифференц. ур-ние служит матем. выражением закона, к-рому подчиняется поведение физ. системы. Общее решение описывает все варианты поведения, а для однозначного выделения частного решения необходимо наложить дополнит. условия — поставить К. з. Конкретные формулировки К. з. диктуются физ. соображениями.

Эволюция одномерной системы описывается обыкновенным дифференц. ур-нием, независимой переменной служит время t, а областью определения решений является временной интервал (иногда полубесконечный). Однозначное решение ур-ния порядка n фиксируется n условиями; напр., можно задать значение ф-ции и её $n-1$ младших производных в нач. момент t_0 (нач. условия). Аналогично ставится К. з. для системы обыкновенных дифференц. ур-ний в многомерном случае.

Полевую (бесконечномерную) систему описывают дифференц. ур-ния в частных производных (в большинстве случаев — не старше 2-го порядка, поскольку только для таких развиты эфф. методы решений). Независимыми переменными могут быть время и k пространственных координат ($k=1$, 2, 3 в линейном, плоском, объёмном случае); область определения решений $k+1$-мерна: это — цилиндр с образующей вдоль оси времени и k-мерным пространственным основанием G. В стационарном случае, когда нет зависимости от времени, решение ищется в пространственной области G.

В общем случае для получения однозначного решения необходимо задать нач. состояние системы при $t=t_0$ (начальное условие) и режим на границе S области G (граничное условие). Общему случаю отвечает смешанная К. з. Если область G совпадает со всем k-мерным пространством, граничное условие отсутствует и К. з. сводится к *Коши задаче*.

В стационарном случае дифференц. ур-ния обычного эллиптич. типа (см. *Математической физики уравнения*) К. з. сводится к граничному условию общего вида:

$$\alpha u\big|_S + \beta \frac{\partial u}{\partial n}\Big|_S = f,$$

где $u(x)$ — искомая ф-ция, $\partial u/\partial n$ — её производная по нормали к границе S, коэф. α, β и правая часть f заданы на границе S. При $\alpha=1$, $\beta=0$ К. з. сводится к *Дирихле задаче*, при $\alpha=0$, $\beta=1$ — к *Неймана задаче*.

В релятивистской теории нач. условия на поверхности $t=t_0$ физически ничем не выделены и задача Коши иногда ставится на произвольной пространственноподобной поверхности $t=T(x)$.

Для решения К. з. развиты методы *Грина функций*, разложения по собственным ф-циям, последовательных приближений, вариационный и др.

Лит. см. при ст. *Математической физики уравнения.*
В. П. Павлов.

КРАЕВА́Я ФОКУСИРО́ВКА — фокусировка пучков заряж. частиц в ускорителе под действием неоднородного поля у краёв магнита (см. *Фокусировка частиц в ускорителе*).

КРАЕВЫ́Е УГЛЫ́ — углы ϑ_1 и ϑ_2, образуемые поверхностями раздела трёх фаз и определяемые из условия равновесия: $\alpha_{13}+\alpha_{12}+\alpha_{23}=0$, где α_{ik} — поверхностное натяжение на границе раздела фаз i и k (рис. 1). В частном случае твердотельной фазы 1 с плоской поверхностью выполняется условие Неймана — Юнга, справедливое в отсутствие т. н. гистерезиса К. у.:

$$\alpha_{13} = \alpha_{23}\cos\vartheta + \alpha_{12},$$

в этом случае К. у. ϑ наз. также углом смачивания.

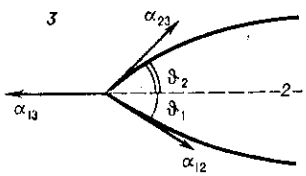


Рис. 1.

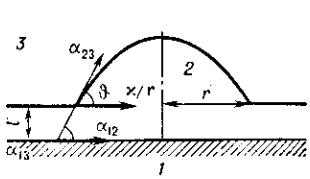


Рис. 2.

В условиях полного *смачивания* поверхности твёрдой фазы жидкостью $\vartheta=0$ и $\alpha_{13}=\alpha_{23}+\alpha_{12}$. При этом если на поверхности твёрдой фазы образуется макроскопич. толстая плёнка жидкости, то она сохраняет все свойства массивной жидкости. Однако если толщина слоя l (рис. 2) сравнима с межатомными расстояниями (точнее, с радиусом действия ван-дер-ваальсовых сил взаимодействия между фазами 1 и 3), то $\alpha_{13}(l)\neq\alpha_{23}+\alpha_{12}$ и величина $\alpha_{13}(l)-\alpha_{23}-\alpha_{12}$ порядка поверхностной плотности ван-дер-ваальсовой энергии. В этом случае на поверхности фазы 1 даже в условиях полного смачивания (напр., в случае жидкого гелия на стальной поверхности) могут образовываться массивные капли жидкости. Для капель малых размеров r необходимо учитывать зависимость от r поверхностного натяжения, напр. введением коэф. линейного натяжения $\varkappa$ на гра-

нице раздела трёх фаз. В этом случае в условии Неймана — Юнга α_{12} заменяют на сумму $\alpha_{12}+\varkappa/r$.

Лит.: Дзялошинский И. Е., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Ван-дер-ваальсовы силы в жидких пленках, «ЖЭТФ», 1959, т. 37, с. 229; Френкель Я. И., Кинетическая теория жидкостей, Л., 1975; Современная теория капиллярности, Л., 1980; Гиббс Д. В., Термодинамика. Статистическая механика, пер. с англ., М., 1982.

В. А. Иванов.

КРА́МЕРСА ТЕОРЕ́МА — утверждение о существовании по крайней мере двукратного вырождения уровней энергии произвольной обратимой по времени квантовой системы, содержащей нечётное число фермионов [Х. А. Крамерс (H. A. Kramers), 1930]. Доказательство теоремы опирается на тот факт, что операция *обращения времени* $\hat{T}$ является антиунитарной и обладает свойством $\hat{T}^2=(-1)^n$, где n — число фермионов в системе. Важность К. т. в том, что двукратное (крамерсовское) вырождение имеет место в произвольном электрич. поле. В частности, двукратно вырождены уровни энергии атома с нечётным числом электронов, находящегося в кристалле произвольной симметрии. К. т. не применима к атому, находящемуся в магн. поле, т. к. такая система не обладает симметрией относительно обращения времени. Поэтому магн. поле полностью снимает вырождение.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, 3 изд., М., 1974; Вигнер Е., Теория групп и ее приложения к квантовомеханической теории атомных спектров, [пер. с англ.], М., 1961; Эллиот Дж., Добер П., Симметрия в физике, пер. с англ., т. 2, М., 1983.

С. П. Аллилуев.

КРА́МЕРСА — КРО́НИГА СООТНОШЕ́НИЯ — *дисперсионные соотношения* для комплексного показателя преломления $\tilde{n}(\omega)=n(\omega)-i\varkappa(\omega)$ среды с частотной *дисперсией*, связывающие её показатель преломления $n(\omega)$ и коэф. поглощения $\varkappa(\omega)$ (ω — частота электромагн. волны):

$$n(\omega)=1+\frac{1}{\pi}\int_0^\infty \frac{dx^2\varkappa(x)}{x^2-\omega^2}=n(0)+\frac{\omega^2}{\pi}\int_0^\infty \frac{dx^2\varkappa(x)}{x^2(x^2-\omega^2)}$$

(прямое К.— К. с.);

$$\varkappa(\omega)=-\frac{2\omega}{\pi}\int_0^\infty \frac{dx\,n(x)}{x^2-\omega^2}$$

(обратное К.— К. с.). Установлены Х. А. Крамерсом (H. A. Kramers) и Р. Кронигом (R. Kronig) в 1927. К.— К. с. отражают аналитичность ф-ции $\tilde{n}(\omega)$ в верх. полуплоскости частоты ω, рассматриваемой как комплексная переменная.

Физически К.— К. с. выражают существование жёсткой связи дисперсии световой волны (зависимости показателя преломления n от ω) и её поглощения. Уже для простейшей среды — идеального атомарного газа с

$$\tilde{n}(\omega)=1+\frac{2\pi e^2N}{m}\sum_k\frac{f_{0k}}{\omega_{0k}^2-\omega^2-i\gamma}$$

(N — концентрация атомов, ω_{0k} и f_{0k} — частота перехода и *сила осцилляторов* для k-го атомного уровня, e и m — заряд и масса электрона, γ — слабое затухание) вблизи каждой линии перехода обнаруживаются связанные друг с другом дисперсия и поглощение света. К.— К. с. показывают, что такая связь существует для любой среды безотносительно к конкретным механизмам дисперсии и поглощения. В частности, у неполощающей (прозрачной) во всей области частот среды не было бы и дисперсии.

Будучи частным (и исторически первым) примером дисперсионных соотношений, К.— К. с. имеют универсальную форму, не зависящую от структуры и динамики среды. Они выводятся из общего *причинности принципа*, применённого к эл.-динамич. функциям отклика. Однако поскольку связь комплексного показателя преломления $\tilde{n}$ с этими ф-циями в общем случае сложна, вывод об аналитичности ф-ции $\tilde{n}(\omega)$ можно сделать не всегда и соответственно К.— К. с. оказываются справедливыми далеко не для всех типов сред. Так, в случае однородной изотропной среды с *дисперсией пространственной* $\tilde{n}(\omega)$ определяется (неявно) ур-нием

$$\tilde{n}(\omega)=[\varepsilon_t(\omega,q)]^{1/2}=[\varepsilon(\omega,q)\,\mu(\omega,q)]^{1/2}\qquad(*)$$
$$(q^2=\tilde{n}^2\omega^2/c^2),$$

где ε — обычная (продольная), $\varepsilon_t=\varepsilon-q^2c^2(1/\mu-1)/\omega^2$ — поперечная *диэлектрические проницаемости*, μ — магн. проницаемость, q — волновой вектор. Хотя ф-ция $\varepsilon_t(\omega,q)$ аналитична в верх. полуплоскости ω и не имеет в этой области нулей [они превратились бы в точки ветвления ф-ции $\tilde{n}(\omega)$ из-за наличия корня в (*)], зависимость ε_t от q усложняет вид ф-ции $\tilde{n}(\omega)$ и в общем случае лишает нас информации об её аналитич. свойствах. К.— К. с. во всяком случае справедливы для любого равновесного немагнитного ($\mu=1$) вещества со слабой пространственной дисперсией ($ql\sim\omega l/c\ll1$, l — характерный внутр. параметр среды размерности длины). В этом случае $\varepsilon_t(\omega,q)\approx\varepsilon(\omega)$, $\tilde{n}(\omega)=\sqrt{\varepsilon(\omega)}$, где $\varepsilon(\omega)$ аналитична в верх. полуплоскости ω и не имеет в этой области нулей благодаря условию $\mathrm{Im}\,\varepsilon\geqslant0$.

Под К.— К. с. в широком смысле часто понимаются дисперсионные соотношения для эл.-динамич. ф-ций отклика и связанных с ними величин. Сюда относятся ф-ции $1/\varepsilon(\omega,q)$, $\varepsilon(\omega,0)\equiv\varepsilon(\omega)$, $1/[\omega^2\varepsilon_t(\omega,q)-q^2c^2]$, а также $\varepsilon_t(\omega,q)$ и $1/\varepsilon_t(\omega,q)$. У ф-ций $\varepsilon(\omega,q)$ и $1/\mu(\omega,q)$ при достаточной силе взаимодействия между частицами среды [когда $\varepsilon(0,q)\leqslant0$] возникает полюс в верх. полуплоскости ω, нарушающий дисперсионные соотношения. Не существует также К.— К. с. и для $\mu(\omega,q)$, а об аналитич. свойствах ф-ций $\mu(\omega,0)\equiv\mu(\omega)$ и $1/\mu(\omega)$ вообще нет информации. Отсутствие К.— К. с. для перечисленных величин понимается как невозможность их общего и строгого вывода, что не исключает справедливости этих соотношений в отдельных частных случаях.

К.— К. с. используются при теоретич. описании свойств среды и особенностей распространения в ней световой волны. В практич. плане они дают возможность определить показатель преломления $n(\omega)$ по приближённому (эмпирич.) виду коэффициент поглощения $\varkappa(\omega)$.

Лит.: Martin P., Sum rules, Kramers — Kronig relations, and transport coefficients in charged systems, «Phys. Rev.», 1967, v. 161, p. 143; Аграновичч В. М., Гинзбург В. Л., Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов, М., 1979; Киржниц Д. А., Общие свойства электромагнитных функций отклика, «УФН», 1987, т. 152, с. 399; а также лит. при ст. *Диэлектрическая проницаемость*.

Д. А. Киржниц.

КРА́СНОЕ СМЕЩЕ́НИЕ — увеличение длины волны монохроматич. компонента спектра источника излучения в системе отсчёта наблюдателя (λ_0) по сравнению с длиной волны этого компонента в собств. системе отсчёта (λ_e). Термин «К. с.» возник при изучении спектральных линий оптич. диапазона, смещённых в сторону длинноволнового (красного) конца спектра. Причиной К. с. может явиться движение источника относительно наблюдателя — *Доплера эффект* или (и) отличие напряжённости поля *тяготения* в точках испускания и регистрации излучения — гравитационное К. с. В обоих случаях параметр смещения $z\equiv(\lambda_0-\lambda_e)/\lambda_e$ не зависит от длины волны, так что наблюдаемая плотность распределения энергии излучения $f_0(\lambda)$ связана с аналогичной плотностью в собств. системе отсчёта $f_e(\lambda)$ соотношением

$$f_0(\lambda)=\frac{1}{1+z}\cdot f_e\left(\frac{\lambda}{1+z}\right).$$

Эквивалентная ширина спектральной линии W_λ преобразуется при К. с. так же, как и длина волны максимума интенсивности: $W_\lambda^0=(1+z)W_\lambda^e$.

Доплеровское смещение длины волны в спектре источника, движущегося с *лучевой скоростью* v_r и полной скоростью v, равно

$$z_D = \frac{1+v_r/c}{\sqrt{1-(v/c)^2}} - 1.$$

Для чисто радиального движения красному смещению ($z_D>0$) отвечает увеличение расстояния до источника ($v_r>0$), однако при отличной от нуля тангенциальной составляющей скорости значения $z_D>0$ могут наблюдаться и при $v_r<0$.

Гравитац. К. с. было предсказано А. Эйнштейном (A. Einstein, 1911) при разработке общей теории относительности (ОТО). В линейном относительно ньютоновского потенциала φ приближении (см. *Всемирного тяготения закон*) $z_g \approx (\varphi_0-\varphi_e)/c^2$, где φ_e и φ_0 соответственно значения гравитац. потенциала в точках испускания и регистрации излучения ($z_g>0$ в том случае, когда в точке испускания потенциал по модулю больше). Для массивных компактных объектов с сильным полем тяготения (напр., *нейтронных звёзд* и *чёрных дыр*) следует пользоваться точными ф-лами. В частности, гравитац. К. с. в спектре сферич. тела массой M и радиусом $r>r_g\equiv 2GM/c^2$ (r_g — *гравитационный радиус*, G — *гравитационная постоянная*) определяется выражением

$$z_g = (1-r_g/r)^{-1/2} - 1.$$

Первоначально для эксперим. проверки эффекта Эйнштейна исследовались спектры Солнца и других астр. объектов. Для Солнца $z_g \approx 2\cdot 10^{-6}$, что слишком мало для надёжного измерения эффекта, однако в спектрах *белых карликов* ($r\sim 10^3$—10^4 км, $r_g\approx 1$—3 км, $z_g\sim 10^{-4}$—10^{-5}) эффект был обнаружен. В 1960 Р. Паунд (R. Pound) и Г. Ребка (G. Rebka), используя *Мёссбауэра эффект*, измерили гравитац. К. с. при распространении гамма-излучения в земных условиях ($z_g\sim 10^{-15}$).

Представление о космологич. К. с. возникло в результате работ (1910—29) В. Слайфера (V. Slipher), К. Вирца (K. Wirtz), К. Лундмарка (K. Lundmark) и Э. Хаббла (E. Hubble). Последний в 1929 установил т. н. *Хаббла закон* — приблизительно линейную зависимость z_c от расстояния D до далёких *галактик* и их скоплений: $z_c \approx (H_0/c)D$, где H_0 — т. н. параметр Хаббла [совр. оценка $H_0\approx 75$ км/(с·Мпк) с неопределённостью до множителя 1,5].

Космологич. К. с. связано с общим расширением Вселенной и обусловлено совместным действием эффектов Доплера и Эйнштейна (для относительно близких галактик, при $D<10^3$ Мпк, осн. роль играет эффект Доплера). В спектрах галактик зарегистрировано макс. значение $z_c\approx 3$, в спектрах квазаров $z_c\approx 4{,}5$ (1988). В 1965 А. Пензиас (A. Penzias) и Р. Вильсон (R. Wilson) обнаружили *микроволновое фоновое излучение* с темп-рой 2,7 К, интерпретируемое как реликт ранней стадии расширения Вселенной. Для реликтового излучения $z_c\approx 1500$.

Эффект К. с. в спектрах далёких галактик (эффект «разбегания» галактик) получил объяснение в рамках нестационарной *космологической модели*, основанной на ОТО (А. А. Фридман, 1922). Для нестационарной изотропной и однородной Вселенной (см. *Космология*) величина z_c связана с *масштабным фактором* $R(t)$ в моменты испускания t_e и регистрации t_0 света соотношением

$$z_c = \frac{R(t_0)}{R(t_e)} - 1.$$

Расширению Вселенной отвечает здесь $z_c>0$. Закон Хаббла рассматривается как линейное приближение к последнему соотношению с $H_0=\dot{R}(t_0)/R(t_0)$. Конкретный вид ф-ции $R(t)$ определяется ур-ниями гравитац. поля ОТО.

В. Ю. Теребиж.

КРА́СНЫЕ ГИГА́НТЫ И СВЕРХГИГА́НТЫ — относительно холодные звёзды высокой светимости с протяжёнными оболочками. Из-за низкой *эффективной температуры* этих звёзд ($T_э\approx 3000$—5000 К) поток энергии с единицы площади их поверхности мал — в 2—10 раз меньше, чем у Солнца. Однако светимость таких звёзд может достигать $10^5 L_\odot$, т. к. красные гиганты (к. г.) и красные сверхгиганты (к. с.) имеют очень большие радиусы (до $\sim 1000 R_\odot$) и соответственно огромные излучающие поверхности. Максимум излучения этих звёзд приходится на красную и ИК-области спектра. К. г. и к. с. относятся к звёздам *спектральных классов* K и M, III и I *светимости классов* соответственно. Абс. звёздные величины к. г. заключены в пределах $0^m \geqslant M_V \geqslant -3^m$, у к. с. $M_V < -3^m$. Характерная особенность спектров к. г. и к. с.— наличие молекулярных полос поглощения. Типичные к. г.— Арктур (ок. $130 L_\odot$, $26 R_\odot$) и Альдебаран ($190 L_\odot$, $25 R_\odot$), к. с.— Бетельгейзе ($7\cdot 10^4 L_\odot$, $600 R_\odot$) и Антарес ($5\cdot 10^4 L_\odot$, $700 R_\odot$).

Традиционное деление звёзд на к. г. и к. с. условно, поскольку оно отражает только различие в радиусах и светимостях звёзд при сходном внутр. строении: все они имеют горячее плотное ядро и очень разреженную протяжённую оболочку. Согласно совр. теории *эволюции звёзд*, звезда попадает в область *Герцшпрунга — Ресселла диаграммы*, занимаемую к. г. и к. с., дважды. Первый раз — на время от $\sim 10^3$ лет (для звёзд с массой $\mathfrak{M}\approx 10\mathfrak{M}_\odot$) до $\sim 10^8$ лет (для звёзд с $\mathfrak{M}\approx 0{,}5\mathfrak{M}_\odot$) на стадии гравитац. сжатия, когда в звезде ещё не идут ядерные реакции (см. *Звездообразование*). Второй раз — после термоядерного сгорания в её ядре водорода, на время, к-рое составляет $\sim 10\%$ времени жизни звезды. Звёзды с массами $\mathfrak{M}\leqslant 10\mathfrak{M}_\odot$ превращаются сначала в к. г., а затем в к. с.; звёзды с $\mathfrak{M}>10\mathfrak{M}_\odot$ — непосредственно в к. с.

К. г. или к. с. имеют гелиевое ядро, окружённое тонким слоевым источником энерговыделения, в к-ром горит водород, или углеродно-кислородное ядро, окружённое двумя слоями горения — водородным и гелиевым. Ядро почти изотермично. К. с. с $\mathfrak{M}>8$—$10\mathfrak{M}_\odot$ могут иметь ядра из более тяжёлых, чем кислород, элементов, вплоть до железа, но время жизни таких звёзд крайне мало — всего $\sim 10^3$ лет. Плотность вещества в ядрах к. г. и к. с. может достигать 10^8—10^9 г/см^3, темп-ра 10^8—10^9 К. Радиусы ядер при этом составляют сотые доли $R_\odot$. Перенос энергии в протяжённых холодных оболочках к. г. и к. с. осуществляется *конвекцией*. Конвекция может выносить в атмосферу звёзды продукты ядерного горения из неустойчивых тонких слоевых источников. Поэтому у многих к. г. и к. с. наблюдаются аномалии хим. состава, в частности повышенное содержание углерода. Для к. г. и к. с. характерна заметная потеря вещества за счёт истечения его в межзвёздное пространство (см. *Звёздный ветер*). Потери достигают 10^{-5}—$10^{-6}\mathfrak{M}_\odot$ в год. Причиной истечения вещества может быть: давление излучения на пыль и (или) молекулы, к-рые образуются в холодных атмосферах (см. *Давление света*); пульсационная неустойчивость (см. *Пульсации звёзд*), *ударные волны* в звёздных коронах. Пыль, образующаяся в атмосферах к. г. и к. с., выносится в межзвёздную среду (см. *Межзвёздная пыль*). Если скорость потери вещества очень велика, то пыль в истекающем веществе может полностью экранировать звезду (не пропускать видимое излучение). Такую звезду можно наблюдать в ИК-диапазоне. Потеря вещества у звёзд с $\mathfrak{M}<(6$—$8)\mathfrak{M}_\odot$ приводит к тому, что массы их ядер оказываются недостаточными, чтобы в них начались термоядерные реакции горения углерода. Такие звёзды превращаются в *белые карлики*, проходя перед этим стадию *планетарных туманностей*. Более массивные звёзды взрываются как *сверхновые звёзды*. В ядрах звёзд с $\mathfrak{M}<\mathfrak{M}_\odot$ за время жизни Галактики водород не выгорел, и они ещё не превратились в к. г.

Протяжённые истекающие оболочки, подобные оболочкам к. с., могут иметь звёзды с двойными ядрами,

к-рые, вероятно, образуются в ходе эволюции *тесных двойных звёзд*.

Лит.: Ягер К. де, Звезды наибольшей светимости, пер. с англ., М., 1984. *Л. Р. Юнгельсон.*

КРАСНЫЕ КАРЛИКИ — звёзды *спектральных классов* К, М, обладающие низкой светимостью. Большая часть К. к. относится к звёздам гл. последовательности *Герцшпрунга — Ресселла диаграммы*. Типичные массы К. к. 0,1—0,8 $M_\odot$, светимости: 10^{-3}—$0{,}4L_\odot$, радиусы: $0{,}1-0{,}9R_\odot$ ($M_\odot=1{,}99\cdot10^{30}$ кг, $L_\odot=3{,}86\cdot10^{26}$ Вт, $R_\odot=6{,}96\cdot10^{8}$ м). К. к. многочисленны, в них сосредоточена осн. часть вещества звёзд нашей и большинства др. галактик, напр. *Галактика* содержит ок. $3\cdot10^{11}$ К. к. Низкие светимости этих звёзд сильно затрудняют изучение их свойств. Согласно теории *эволюции звёзд*, время гравитац. сжатия К. к. и выхода их на гл. последовательность (интервал времени от рождения до формирования в их недрах термоядерного источника энергии) из-за малой массы и низкой светимости велико: от $\sim10^8$ до 10^9 лет. Поскольку время жизни Галактики $\sim10^{10}$ лет, неск. % всех К. к. в Галактике ещё не достигли гл. последовательности. Эти К. к. можно назвать эволюционно молодыми. Молодые К. к. обычно несколько ярче звёзд гл. последовательности и обнаруживают признаки вспышечной активности типа UV Кита (см. *Вспыхивающие звёзды*). Продолжительность вспышек — от неск. секунд до десятков минут. Причина их пока не ясна, возможно, их природа аналогична природе *вспышек на Солнце* (высвобождение энергии магн. поля вследствие перезамыкания его силовых линий). К. к., достигшие гл. последовательности с массой $M>0{,}3M_\odot$, состоят из ядра, в к-ром «горит» водород (см. *Водородный цикл*), внутр. области с лучистым переносом энергии и конвективной оболочки. В К. к. меньших масс перенос энергии из недр к поверхности осуществляется полностью конвекцией. Силы гравитации, стремящиеся сжать К. к., частично компенсируются давлением вырожденного электронного газа, роль к-рого увеличивается в звёздах меньшей массы. За время жизни Галактики термоядерное горение водорода в ядре К. к. не могло привести к существенному изменению в этих звёздах содержания водорода.

В 1980 было обнаружено, что быстро вращающиеся (экваториальная скорость неск. десятков км/с) К. к. являются источниками рентг. излучения, к-рое возникает, вероятно, в горячих коронах этих звёзд. В рентг. диапазоне излучается до 10% всей энергии. Быстрое вращение свойственно молодым К. к., а также звёздам, входящим в тесные двойные системы (см. *Двойные звёзды*). Корона К. к. нагревается либо *ударными волнами*, либо *альвеновскими волнами*, приходящими в корону из конвективных оболочек этих звёзд. Возможным источником нагрева короны может быть также энергия, освобождающаяся в магн. силовых трубках, выносимых в корону из турбулентных поверхностных слоёв К. к.

Лит.: Эруптивные звезды, М., 1970; Вспыхивающие звезды, Ер., 1977; Гершберг Р. Е., Вспыхивающие звезды малых масс, М., 1978; M-stars, ed. by H. R. Johnson, F. Querci, Wash.— P., 1986. *А. В. Тутуков.*

КРАСОТА (прелесть; b) — аддитивное квантовое число, присущее т. н. красивым, или прелестным, адронам, сохраняющееся в процессах сильного и эл.-магн. взаимодействий и нарушающееся в процессах слабого взаимодействия. Носителем К. является b-кварк (см. *Кварки*). Принято считать, что для b-кварка $b=+1$ (для $\bar{b}$-кварка $b=-1$). Системы $(b\bar{b})$ (Υ-частицы) имеют суммарное значение $b=0$. Это системы с т. н. скрытой К. В состав красивых адронов входят порознь либо b-кварки, либо $\bar{b}$-кварки, и для них $b\neq0$. Напр., $B^-=(b\bar{u})$, $B^+=(\bar{b}u)$ и т. д. Для красивых мезонов $|b|=1$. Очевидно, что в состав красивых барионов (антибарионов) может входить до трёх b-кварков (антикварков), так что для этих частиц возможны значения $|b|=1$, 2, 3 (аналогично ситуации для странных и очарованных барионов). При распадах красивых адронов, вызываемых слабым взаимодействием, $|\Delta b|=1$. При этом b-кварк замещается преимущественно c-кварком. *А. А. Комар.*

КРАТНОСТЬ СВЯЗИ — число электронных пар, обобществлённых двумя соседними атомами молекулы в результате ковалентной *химической связи*. Так, в молекуле этана H_3C-CH_3 связь С—С одинарная, К. с. равна единице (одна общая пара электронов); в молекуле этилена $H_2C=CH_2$ связь С=С двойная, К. с. равна двум (две — пары обобществлённых электронов); в молекуле ацетилена $HC\equiv CH$ тройная связь с тремя обобществлёнными парами электронов. Чем выше К. с., тем, как правило, меньше её длина и выше прочность. Ср. длина связи С—С в органич. соединениях 0,154 нм, С=С — 0,133 нм и С≡С — 0,121 нм. Прочность связи соответственно выше у связи С≡С.

К. с. не всегда выражается целым числом. Так, в молекуле бензола C_6H_6 все связи углерод=углерод одинаковы и длины их равны 0,140 нм. Считается, что К. с. С—С в молекуле бензола равна 1,5. В металлоорганич. и комплексных соединениях К. с. выражается дробным числом, а иногда и вовсе не поддаётся однозначному определению. *В. Г. Дашевский.*

КРАТНОСТЬ ЧАСТОТЫ ускоряющего напряжения ускорителя — целое число, равное отношению частоты ускоряющего напряжения в циклич. резонансном ускорителе к частоте обращения равновесной частицы (см. *Ускорители заряженных частиц*).

КРАТНЫЕ ЕДИНИЦЫ — единицы, в 10^n раз превышающие исходные физ. единицы (n — целое положит. число). В СИ приняты след. приставки для образования наименований К. е.:

Кратность	Приставка	Обозначения: междунар.	Обозначения: рус.	Кратность	Приставка	Обозначения: междунар.	Обозначения: рус.
10^1	дека	da	да	10^9	гига	G	Г
10^2	гекто	h	г	10^{12}	тера	T	Т
10^3	кило	k	к	10^{15}	пета	P	П
10^6	мега	M	М	10^{18}	экса	E	Э

Примеры: 1 ГГц (гигагерц)=10^9 Гц, 1 км (километр)=10^3 м. Единицы, образованные с помощью множителя 10^{-n}, наз. *дольными единицами*.

КРАУДИОН (от англ. crowd — тесниться, толпиться)— одномерное сгущение в расположении атомов или ионов в кристалле, образуемое *межузельным атомом*, когда в определённом кристаллографич. направлении, напр. [110], на длине в неск. межатомных расстояний располагается 1 лишний собств. атом или ион.

Лит. см. при ст. *Межузельный атом.*

КРЕМНИЙ (Silicium), Si, хим. элемент IV группы периодич. системы элементов, ат. номер 14, ат. масса 28,0855, относится к неметаллам. Природный К. состоит из стабильных изотопов ^{28}Si (92,23%), ^{29}Si (4,67%) и ^{30}Si (3,10%). Конфигурация внеш. электронной оболочки $3s^2p^2$. Энергии последоват. ионизации 8,151, 16,342, 33,530, 45,141 эВ. Энергия сродства к электрону 1,8 эВ. Кристаллохим. радиус атома К. 0,134 нм, радиус иона Si^{4+} 0, 039 нм. Значение электроотрицательности 1,74.

В свободном виде К. тёмно-серое кристаллич. вещество, с кубич. гранецентрированной кристаллич. решёткой типа алмаза, параметр к-рой $a=0{,}54304$ нм. Известен также коричневый (т. н. аморфный) К., отличающийся от кристаллич. К. лишь высокой дисперсностью и повторяющий в ближнем порядке структуру типа алмаза. При давлениях 12—15 ГПа получен «металлич.» К., переходящий при темп-ре ниже 6,7 К в сверхпроводящее состояние. Плотность кристаллич. К. 2,328 кг/дм^3, $t_{пл}=1415$°С, $t_{кип}$ ок. 3250 °С. Теплоёмкость $c_p=20{,}1$ Дж/моль·К, теплота плавления 49,8 кДж/моль, теплота испарения 355 кДж/моль. К. диамагнитен. Темп-ра Дебая аморфного К. 645 К. Про-

зрачен для ИК-излучения с длиной волны $\lambda=1$—9 мкм, показатель преломления 3,42 ($\lambda=6$ мкм). Диэлектрич. проницаемость К. разной степени чистоты 11—15. Теплопроводность образцов К. разной чистоты составляет 84—126 Вт/м·К (25 °С). Температурный коэф. линейного расширения поликристаллич. К. $3{,}82\times\times10^{-6}$ $К^{-1}$ (при 293—1273 К). Тв. по Моосу 7,0, по Бринеллю 2,35 ГПа/м²; модуль упругости поликристаллич. образца 162,7 ГПа.

К.— типичный полупроводник с шириной запрещённой зоны 1,21 эВ (при 0 К), 1,09—1,1 эВ (при 300 К). Концентрация собств. носителей заряда (электронов и дырок) при комнатной темп-ре $6{,}8\cdot10^{10}$ $см^{-3}$, эфф. подвижность электронов и дырок 0,1350—0,1450 и 0,0480—0,0500 м²/В·с соответственно. Электропроводность К. сильно зависит от примесей; уд. электрич. сопротивление чистого К. при комнатной темп-ре равно (2,3—2,5)·10^3 Ом·м.

При комнатной темп-ре К. химически мало активен; в соединениях проявляет степень окисления +4, реже +2 и др.

Особо чистый К., легированный спец. добавками,— осн. материал микроэлектроники, он используется для изготовления разл. полупроводниковых приборов — транзисторов, тиристоров силовых выпрямителей тока, солнечных фотоэлементов, полупроводниковых лазеров и т. д. Монокристаллы SiO_2 применяются в радиотехнике, SiO_2 используют в оптич. приборостроении (напр., изготовляют линзы и призмы для УФ-приборов). К. прозрачен для длинноволнового излучения, поэтому его применяют в ИК-оптике. К. применяют также в металлургии (для раскисления сталей, как легирующую добавку), он является составной частью мн. сплавов. Кремнийорганич. соединения входят в состав разл. смазочных масел, спец. резины и т. д. Искусств. радионуклиды К. короткоживущи; наиб. значение имеет β^--радиоактивный ^{31}Si ($T_{1/2}=2{,}62$ ч).

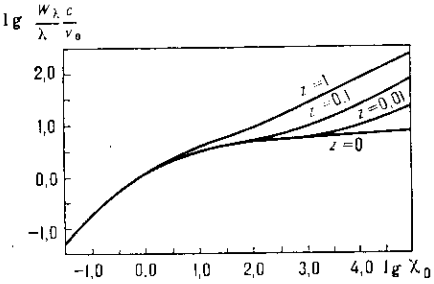
С. С. Бердоносов.

КРИВА́Я РО́СТА — зависимость интенсивности *спектральной линии* поглощения от числа атомов, участвующих в её образовании. Применяется для определения физ. условий и содержания хим. элементов в атмосферах звёзд, а также для определения *сил осцилляторов*. В качестве параметра, характеризующего интенсивность линии, используется эквивалентная ширина спектральной линии W_λ (полная энергия излучения $\mathcal{E}$, поглощённая в линии, выражаемая шириной соседнего участка непрерывного спектра, в к-ром содержится энергия, равная $\mathcal{E}$): $W_\lambda=\int_0^\infty(1-r_\lambda)d\lambda$, где r_λ (или r_ν) — остаточная интенсивность, т. е. отношение интенсивности излучения на данной длине волны λ (частоте ν) в пределах спектральной линии к интенсивности излучения в соседнем непрерывном спектре. К. р. может быть построена на основании эксперим. данных и вычислена аналитически при известном коэф. поглощения в линии. Сравнение эксперим. и теоретич. К. р. позволяет определить содержание хим. элементов, темп-ру возбуждения T_{ex} (см. ниже) и скорость турбулентных движений v_t.

В рамках простейшей двухслойной модели Шварцшильда — Шустера *звёздная атмосфера* условно разбивается на два слоя — фотосферу (излучающую в непрерывном спектре) и обращающий слой (однородный слой, где образуются линии поглощения). В этом случае *контур спектральной линии* определяется выражением $r_\nu=[1+(^3/_4)\tau_\nu]^{-1}$, где $\tau_\nu=s_\nu\int_0^H n_i dh=s_\nu N_i$ — *оптическая толщина* обращающего слоя на частоте ν в пределах линии, n_i — концентрация поглощающих атомов, s_ν — *поглощения коэффициент* на частоте ν, рассчитанный на 1 атом, N_i — число поглощающих атомов на луче зрения (в столбе сечением 1 см²). В спектрах звёзд коэф. поглощения в линиях большинства элементов определяется совместным действием эффекта Доплера (в центр. областях линии) и эффектов затухания излучения (в крыльях линии):

$$s_\nu=\frac{s_0 d_{ik}}{\pi\Delta\nu_Д}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{e^{-y^2}dy}{[(\nu-\nu_{ik})/\Delta\nu_Д-y]^2+d_{ik}^2},$$

где $s_0=\sqrt{\pi}e^2f_{ik}/(m_ec\Delta\nu_Д)$ — коэф. поглощения в центре линии ($\nu=\nu_{ik}$), ν_{ik} — частота, соответствующая переходу с i-го на k-й уровень энергии, f_{ik} — соответствующая сила осциллятора, $\Delta\nu_Д=(\nu/c)v_0=(\nu/c)\sqrt{2kT/m+v_t^2}$ — доплеровская полуширина (v_0 — условный параметр), T — темп-ра, m — масса атома, $d_{ik}=(\gamma_i+\gamma_k+\gamma_c)/4\pi$, где γ_i, γ_k — постоянные затухания вследствие излучения, γ_c — постоянная затухания вследствие столкновения атомов. При малых значениях N_if_{ik}, когда оптич. толща в центре линии $\chi_0=N_is_0$ не превосходит 0,5, линия слаба; контур её определяется гл. обр. эффектом Доплера, а W_λ растёт пропорц. χ_0 (прямолинейный участок К. р.). При дальнейшем увеличении N_if_{ik} рост центр. областей линии замедляется и появляются крылья линии, определяемые процессами затухания излучения; эквивалентная ширина растёт медленнее: $W_\lambda\sim\sqrt{\ln\chi_0}$, при $\chi_0\geqslant55$ (пологий участок К. р.). При очень больших значениях



$N f_{ik}$ (и, следовательно, χ_0) контур линии определяется целиком процессами затухания излучения. В этом случае $W_\lambda\sim\sqrt{\chi_0}$. На рис. показано семейство теоретич. К. р., рассчитанных для модели Шварцшильда — Шустера при разл. значениях нормированной постоянной затухания $z=4\pi d_{ik}/\Delta\nu_Д$.

На практике для линий каждого мультиплета (см. *Мультиплетность*) данного элемента строят зависимость $\lg(W_\lambda/\lambda)$ от $\lg(fg\lambda)$, получая при этом отрезки К. р., сдвинутые относительно друг друга по оси абсцисс на величину $\Delta\mathcal{E}/kT$, где $\Delta\mathcal{E}$ — разность потенциалов возбуждения ниж. уровней мультиплетов. (Абсциссы точек К. р., полученных по линиям одного мультиплета, имеющим общий ниж. уровень, отличаются только величиной $fg\lambda$, поскольку числа N_i для них одинаковы.) Перемещая эти отрезки параллельно оси абсцисс, составляют из них полную К. р. Построенную К. р. сравнивают с семейством теоретич. К. р. Сдвигая построенную К. р. вдоль осей координат добиваются наилучшего совпадения с одной из теоретич. К. р. По величине сдвига вдоль оси ординат находят параметр v_0, по к-рому оценивают v_t. По величине сдвига вдоль оси абсцисс для каждой линии определяют соответствующее значение $\lg\chi_0$ и, следовательно, N_i; по параметру z, соответствующему выбранной теоретич. К. р., определяют γ_c и т. о. роль столкновений в затухании излучения (т. е. концентрацию атомов в обращающем слое). Предполагая *Больцмана распределение* атомов по состояниям возбуждения, по полученным

N_i для линий разл. мультиплетов находят т е м п-р у в о з б у ж д е н и я T_{ex} (обычно по наклону графика зависимости $\lg N_i$ от потенциала возбуждения $\mathcal{E}_{ex}$) и полное число атомов данного элемента на рассматриваемой стадии ионизации N_r. По найденным N_r для элементов, у к-рых в исследуемом спектре присутствуют линии двух стадий ионизации, с помощью *Саха формулы* определяют темп-ру ионизации T_i и концентрацию свободных электронов n_e. Используя эти данные, по ф-ле Саха находят числа атомов на луче зрения на др. стадиях ионизации, не представленных линиями в данном спектре, и, следовательно, полное число атомов данного элемента на луче зрения. Т. о. определяется хим. состав звёздных атмосфер. Используя найденную полную К. р. и измерив W_λ линий, у к-рых неизвестны силы осцилляторов, находят значения последних (т. н. солнечные и звёздные силы осцилляторов).

Лит.: С о б о л е в В. В., Курс теоретической астрофизики, 3 изд., М., 1985; К а у л и Ч., Теория звездных спектров, пер. с англ., М., 1974. *Л. И. Антипова.*

КРИВИЗНА — количеств. характеристика, описывающая отклонение кривой, поверхности, риманова пространства и др. соответственно от прямой, плоскости, евклидова пространства и др. Обычно понятие К. вводится локально, т. е. в каждой точке. В декартовых координатах $\boldsymbol{r}=(x, y)$ плоская кривая задаётся параметрически: $\boldsymbol{r}=\boldsymbol{r}(t)$, $a\leqslant t\leqslant b$ (для кривой, заданной ф-цией $y=f(x)$, параметром служит координата x). Среди всех возможных параметров наиб. удобен натуральный, равный длине кривой: $l(t)=\int\limits_a^t |\dot{\boldsymbol{r}}|dt=\int\limits_a^t (\dot{x}^2+\dot{y}^2)^{1/2}dt$.

Для натурального параметра скорость $\boldsymbol{v}=d\boldsymbol{r}/dl$ — единичный вектор, меняющий лишь направление, а величина ускорения $k=|d^2\boldsymbol{r}/dl^2|$ наз. К. Для произвольного параметра t $k=|\dot{x}\ddot{y}-\ddot{x}\dot{y}|\,(\dot{x}^2+\dot{y}^2)^{-3/2}$. Радиусом кривизны наз. число k^{-1}. В случае пространственной кривой кроме К. требуется ещё одна характеристика — к р у ч е н и е. Для такой кривой единичный вектор $\boldsymbol{n}=k^{-1}d^2\boldsymbol{r}/dl^2$ наз. н о р м а л ь ю, а векторное произведение $\boldsymbol{b}=[\boldsymbol{v}, \boldsymbol{n}]$ — б и н о р м а л ь ю. Вместе с $\boldsymbol{v}$ они образуют ортогональный репер, вращение к-рого при движении вдоль кривой описывается ф - л а м и Ф р е н е:

$$d\boldsymbol{v}/dl=k\boldsymbol{n},\ d\boldsymbol{n}/dl=-k\boldsymbol{v}-\varkappa\boldsymbol{b},\ d\boldsymbol{b}/dl=\varkappa\boldsymbol{n},$$

коэф. $\varkappa$ и наз. кручением. Кривизна поверхности определяется след. образом. Через нормаль к поверхности в данной точке проводят всевозможные плоскости. Сечения поверхности этими плоскостями наз. нормальными сечениями, а К. нормальных сечений в этой точке — нормальными К. Макс. и мин. из нормальных К. наз. главными К. Если k_1 и k_2 — главные К., то величины $K=k_1k_2$ и $M=(k_1+k_2)/2$ наз. соответственно п о л н о й (или г а у с с о в о й) к р и в и з н о й и с р е д н е й к р и в и з н о й поверхности в данной точке. Напр., со ср. кривизной поверхности жидкости связано избыточное давление газа (см. *Лапласа закон*). Кривизну риманова пространства обычно характеризуют с помощью *кривизны тензора*, или Р и м а н а т е н з о р а.

Лит.: Р а ш е в с к и й П. К., Риманова геометрия и тензорный анализ, 3 изд., М., 1967; Ф о к В. А., Теория пространства, времени и тяготения, 2 изд., М., 1961; Д у б р о в и н Б. А., Н о в и к о в С. П., Ф о м е н к о А. Т., Современная геометрия, 2 изд., М., 1986. *В. И. Алхимов.*

КРИВИЗНА ПОЛЯ ИЗОБРАЖЕНИЯ — одна из *аберраций оптических систем*, заключающаяся в том, что поверхность наилучшей фокусировки не совпадает с фокальной плоскостью, а оказывается искривлённой. Радиус кривизны R этой поверхности определяется ф-лой

$$\frac{1}{R}=\sum_{i=1}^{k}\frac{1}{r_i}\left(\frac{1}{n_i}-\frac{1}{n_{i-1}}\right),$$

где n_{i-1} и n_i — показатели преломления до и после i-й преломляющей поверхности, а r_i — её радиус кривизны. Комбинируя линзы с разл. n и r, добиваются уничтожения этой аберрации. *Г. Г. Слюсарев.*

КРИВИЗНА ПРОСТРАНСТВА-ВРЕМЕНИ — выражает отличие геом. свойств реального пространства-времени от свойств плоского псевдоевклидова пространства-времени частной (специальной) *относительности теории*, вызываемое гравитацией физ. материи всех видов (см. *Кривизны тензор*, *Тяготение*).

КРИВИЗНЫ ТЕНЗОР (Римана тензор) — локальная характеристика кривизны в *римановой геометрии*. К. т. определяют с помощью процедуры параллельного переноса вектора вдоль замкнутой кривой в римановом пространстве. Параллельным (ковариантно постоянным) вдоль кривой $x^k=x^k(t)$ наз. векторное поле $F^i(x)$, для к-рого обращается в нуль *ковариантная производная* ∇_k по направлению скорости кривой $\dot{x}^k=dx^k/dt$: $\nabla_{\dot{x}}F^i=\dot{x}^k\nabla_kF^i=0$. В евклидовой геометрии существуют координаты, в к-рых ковариантная производная $\nabla_kF^i=\partial F^i/\partial x^k+\Gamma^i_{lk}F^l$ сводится к обычной (а *Кристоффеля символы* Γ^i_{lk} равны нулю), поэтому результат переноса не меняет вектора и не зависит от кривой. В римановой геометрии таких координат не существует, полученный в результате переноса вектор отличен от первоначального, причём отличие ΔF^i в пределе малой кривой пропорц. площади ΔS^{lm} ограниченной ею поверхности: $\Delta F^i=R^i_{klm}F^k\Delta S^{lm}$, где К. т. R^i_{klm} равен

$$R^i_{klm}=\partial\Gamma^i_{kl}/\partial x^m-\partial\Gamma^i_{km}/\partial x^l+\Gamma^i_{nm}\Gamma^n_{kl}-\Gamma^i_{nl}\Gamma^n_{km}.$$

Равенство нулю всех компонент К. т. в каждой точке пространства необходимо и достаточно для того, чтобы это пространство было евклидовым. С К. т. связана некоммутативность ковариантных производных; для общих *связностей* $(\nabla_k\nabla_l-\nabla_l\nabla_k)F^i=-R^i_{qkl}F^q+T^p_{kl}\partial F^i/\partial x^p$, где T^p_{kl} — т е н з о р к р у ч е н и я. Если перейти от смешанных компонент К. т. R^i_{klm} к его ковариантным компонентам R_{iklm} по правилу $R_{iklm}=g_{in}R^n_{klm}$, где g_{in} — *метрический тензор*, то для R_{iklm} имеет место равенство

$$R_{iklm}=\frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2g_{im}}{\partial x^k\partial x^l}+\frac{\partial^2g_{kl}}{\partial x^i\partial x^m}-\frac{\partial^2g_{il}}{\partial x^k\partial x^m}-\frac{\partial^2g_{km}}{\partial x^i\partial x^l}\right)+g_{np}\left(\Gamma^n_{kl}\Gamma^p_{im}-\Gamma^n_{km}\Gamma^p_{il}\right).$$

Отсюда вытекают след. свойства К. т.:

$$R^i_{klm}=-R^i_{kml},\ R_{iklm}=R_{lmik}=-R_{kilm}=-R_{ikml},$$

$$R^i_{klm}+R^i_{lmk}+R^i_{mkl}=R_{iklm}+R_{ilmk}+R_{imkl}=0$$

(тождество Риччи),

$$\frac{\partial R^n_{ikl}}{\partial x^m}+\frac{\partial R^n_{imk}}{\partial x^l}+\frac{\partial R^n_{ilm}}{\partial x^k}=0$$ (тождество Бьянки).

Полное число N разных, не равных нулю, компонент К. т. в n-мерном римановом пространстве равно $N=n^2(n^2-1)/12$. Из К. т. путём свёртывания $R_{ik}=g^{lm}R_{limk}$ получается *Риччи тензор* R_{ik}. Наконец, свёртывание R_{ik} даёт инвариант $R=g^{ik}R_{ik}$, наз. скалярной кривизной пространства.

Лит.: Ф о к В. А., Теория пространства, времени и тяготения, 2 изд., М., 1961; Д у б р о в и н Б. А., Н о в и к о в С. П., Ф о м е н к о А. Т., Современная геометрия, 2 изд., М., 1986. *В. И. Алхимов.*

КРИВОЛИНЕЙНЫЕ КООРДИНАТЫ — набор вещественных чисел $q_1, \ldots, q_n$, определяющих положение точки P в нек-рой области G n-мерного евклидова пространства и связанных с декартовыми координатами $x_1, \ldots, x_n$ этой точки посредством преобразований $q_i=q_i(x_1, \ldots, x_n)$, $i=1, 2, \ldots, n$, где $q_i(x_1, \ldots, x_n)$ — однозначные непрерывно дифференцируемые ф-ции в G.

Если в каждой точке G якобиан (детерминант $J=\det(\partial q_i/\partial x_j)$ не равен нулю, то существует однозначное обратное преобразование $x_j=x_j(q_1, \ldots, q_n)$, $j=1, \ldots, n$. Поверхности, определяемые ур-ниями $q_i(x_1, \ldots, x_n)=c_i$, где $c_i=\text{const}$, $i=1, \ldots, n$, наз. координатными поверхностями, а их попарные пересечения — координатными линиями. Система К. к. наз. ортогональной, если в каждой точке области G единичные векторы, касательные к координатным линиям, образуют ортонормированную систему векторов. Квадрат расстояния ds^2 между двумя бесконечно близкими точками в G определяется квадратичной формой $ds^2=\sum_{k=1}^{n} dx_k^2 = \sum_{i,j} g_{ij}dq_i dq_j$, где $g_{ij}=\sum_k (\partial x_k/\partial q_i)(\partial x_k/\partial q_j)$ — *метрический тензор*, детерминант к-рого $g=\det(g_{ij})$ равен J^2. Необходимое и достаточное условие ортогональности системы К. к. заключается в равенстве $g_{ij}=0$ для $i\neq j$ в каждой точке G. В последнем случае величины $h_i=\sqrt{g_{ii}}$ наз. коэффициентами Ламе. Напр., в ортогональной трёхмерной системе К. к. квадрат элемента длины ds^2 имеет вид $ds^2=\sum_i h_i^2 dq_i^2$, а элемент объёма dV равен $dV=\prod_{i=1}^{3} h_i dq_i$. Векторные операции со скалярами f и векторами A выражаются след. образом:

$$\textit{градиент},\ (\operatorname{grad} f)_i=\frac{1}{h_i}\frac{\partial f}{\partial q_i},$$

$$\textit{Лапласа оператор},\ \Delta f=\frac{1}{h_1h_2h_3}\sum\frac{\partial}{\partial q_1}\left(\frac{h_2h_3}{h_1}\frac{\partial f}{\partial q_1}\right),$$

$$\textit{дивергенция},\ \operatorname{div} A=\frac{1}{h_1h_2h_3}\sum\frac{\partial}{\partial q_1}(h_2h_3A_1),$$

суммирование производится по круговым перестановкам индексов,

$$\textit{ротор},\ (\operatorname{rot} A)_1=\frac{1}{h_2h_3}\left[\frac{\partial}{\partial q_2}(h_3A_3)-\frac{\partial}{\partial q_3}(h_2A_2)\right],$$

остальные компоненты $\operatorname{rot} A$ получаются круговой перестановкой индексов. Наиб. распространёнными ортогональными системами К. к. в трёхмерном пространстве являются сферич. система координат $q_1=r$, $q_2=\theta$, $q_3=\varphi$, связанных с декартовыми координатами $x_1=x$, $x_2=y$, $x_3=z$ равенствами $x=r\sin\theta\cos\varphi$, $y=r\sin\theta\sin\varphi$, $z=r\cos\theta$; $0<r<\infty$, $0<\theta<\pi$, $0<\varphi<2\pi$, и цилиндрич. система координат $q_1=\rho$, $q_2=\varphi$, $q_3=z$, для к-рых $x=\rho\cos\varphi$, $y=\rho\sin\varphi$, $z=z$; $0<\rho<\infty$, $0<\varphi<2\pi$, $-\infty<z<\infty$.

В сферич. системе координат $J=r^2\sin\theta$,

$$ds^2=(dr)^2+r^2(d\theta)^2+r^2\sin^2\theta(d\varphi)^2,\ dV=r^2\sin\theta\,dr\,d\theta\,d\varphi,$$

а Лапласа оператор Δ имеет вид

$$\Delta=\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\frac{\partial}{\partial r}\right)+\frac{1}{r^2\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\sin\theta\frac{\partial}{\partial\theta}\right)+\frac{1}{r^2\sin^2\theta}\frac{\partial^2}{\partial\varphi^2}.$$

В цилиндрич. системе координат для соответствующих величин имеем $J=\rho$,

$$ds^2=(d\rho)^2+\rho^2(d\varphi)^2+(dz)^2,\ dV=\rho\,d\rho\,d\varphi\,dz,$$

$$\Delta=\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial\rho}\left(\rho\frac{\partial}{\partial\rho}\right)+\frac{1}{\rho^2}\frac{\partial^2}{\partial\varphi^2}+\frac{\partial^2}{\partial z^2}.$$

Лит.: Морс Ф. М., Фешбах Г., Методы теоретической физики, пер. с англ., т. 1, М., 1958; Тихонов А. Н., Самарский А. А., Уравнения математической физики, 5 изд., М., 1977.

В. И. Алхимов.

КРИОГЕ́ННАЯ ПЛА́ЗМА (от греч. krýos — холод и genēs — рождающий, рождённый) — плазма, охлаждённая до низких (криогенных) темп-р, напр. в результате погружения контейнера с плазмой в ванну с жидким азотом или гелием. Представляет интерес прежде всего для изучения элементарных и коллективных процессов в ионизованных газах при ультранизких значениях тепловой энергии частиц. Ныне в осн. получают К. п. инертных газов, среди к-рых наиб. подробно изучены свойства К. п. гелия.

Простейший способ получения К. п. состоит в следующем. В криогенную жидкость опускается трубка, внутри к-рой горит *тлеющий разряд*. Давление газа в трубке и ток разряда (либо длительность горения разряда) выбраны такими, чтобы ионная темп-ра T_i в трубке была практически равна темп-ре окружающей её жидкости. В то же время электронная темп-ра T_e в плазме разряда может достигать неск. десятков тысяч градусов. При прерывании разрядного тока T_e уменьшается из-за столкновений электронов с атомами, как правило, быстрее (рис. 1), чем успевают исчезнуть из объёма заряды вследствие рекомбинации или диффузии,— в эти неск. мс и существует К. п. с T_e, близкой к T_i.

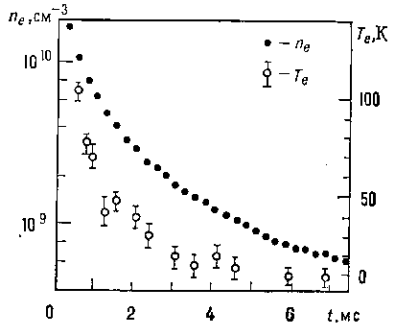


Рис. 1. Зависимость концентрации n_e и электронной температуры T_e от времени в послесвечении гелиевой криогенной плазмы при $T=4{,}2$ К и $n_a=1{,}26\cdot10^{18}$ см$^{-3}$.

Помещая рекомбинирующую (распадающуюся) плазму во внеш. электрич. поле, можно поддерживать T_e в ней на заданном уровне и т. о. продлить время существования К. п. Предельный случай соответствует стационарному тлеющему разряду, охлаждённому криогенной жидкостью. Влияние охлаждения на электрические характеристики тлеющего разряда показано на рис. 2.

Требуемое нач. состояние К. п. может быть создано др. способом, напр. при помощи импульсного *безэлектродного разряда* либо пучка быстрых электронов. К. п. может быть получена также при быстром и глубоком адиабатич. расширении плазмы в сверхзвуковых соплах.

В кинетике К. п. гелия значит. роль играют метастабильные атомы He ($2\,^3S$), концентрация к-рых при уменьшении темп-ры резко возрастает из-за снижения скорости их разрушения атомами в осн. состоянии и уменьшения скорости диффузии метастабильных атомов. Парные столкновения метастабильных атомов, напр. в процессе ассоциативной ионизации

$$\mathrm{He}\,(2\,^3S)+\mathrm{He}\,(2\,^3S)\longrightarrow \mathrm{He}_2^+ + \mathrm{e},$$

приводят к инжекции в плазму электронов с энергиями от 15 до 17,6 эВ, заметно воздействуя на ф-цию распределения электронов по скоростям. Этим объясняется, в частности, резкое снижение приведённой напряжённости электрич. поля в области малых токов и давлений $p\geqslant10$ мм рт. ст. при криогенных темп-рах (рис. 2, кривые *2*, *3*).

В распадающейся К. п. гелия при темп-ре жидкого азота и ниже ($\leqslant100$ К) осн. ионом становится He_3^+. Электрон-ионная рекомбинация в этом случае происходит с образованием возбуждённой молекулы гелия:

$$\mathrm{He}_3^+ + \mathrm{e} \longrightarrow \mathrm{He}_2^* + \mathrm{He},$$

что подтверждается наблюдаемым при распаде плазмы свечением молекул He_2^*. Коэф. рекомбинации α находится в обратной зависимости от T_e (при $T_e=10$ К $\alpha=4\cdot10^{-5}$ см^3 с$^{-1}$) и не зависит от концентрации атомов

и электронов в достаточно широком диапазоне их изменений.

Наряду с молекулярными ионами для К. п. характерно образование комплексных или *кластерных ионов*. Напр., в сверхкритич. области гелия в ионном кластере число атомов может достигать неск. сотен. В тяжёлых инертных газах, где существенны поляризац. взаимодействия атомов, образуются также и электронные кластеры.

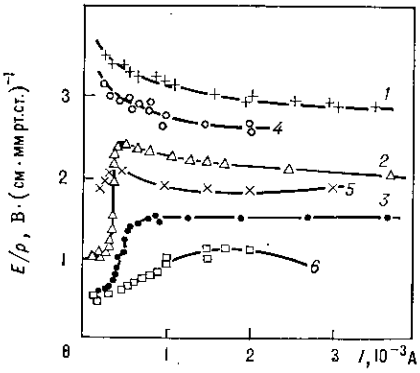


Рис. 2. Зависимость приведённой напряжённости электрического поля (E/p) в столбе разряда от тока I при разных значениях давления p и температуры T: *1*, *2*, *3* — при T=77 К и p=5,35; 9,4 и 19,4 мм рт. ст.; *4*, *5*, *6* — при T=4,2 К и p=5,12; 9,28 и 19,3 мм рт.

При криогенных темп-рах и больших плотностях в гелии в результате *обменного взаимодействия* электрона с атомными электронами возможно образование вокруг рассматриваемого электрона полости («пузырька»), движущейся вместе с электроном под действием электрич. поля. Напр., при 4,2 К и плотности атомов n_a=1,5×$\times 10^{21}$ см$^{-3}$ размер полости составляет 38 a_0 (a_0 — боровский радиус), а энергия связи 0,1 эВ. Образование полости резко снижает подвижность электрона. На рис. 3 (кривая *1*) показано такое снижение подвижности $\mu_e(n_a)$ при T=20,3 К и n_a=3·10^{21} см$^{-3}$.

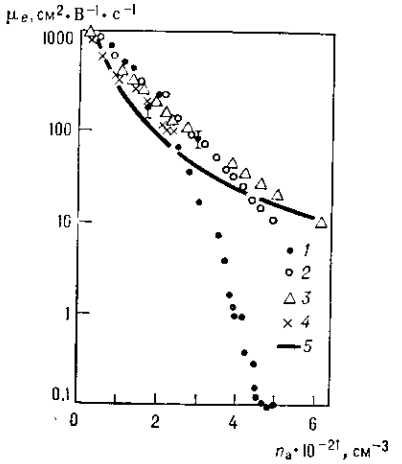


Рис. 3. Подвижность электронов в зависимости от плотности гелия при различных температурах: *1* — 20,3К; *2* — 52,8 К; *3* — 77,3 К; *4* — 160 К; *5* — $\mu_e - n_a^{-2}$ [аппроксимация теоретической зависимости $\mu(n_a)$ без учёта образования полости вокруг электрона].

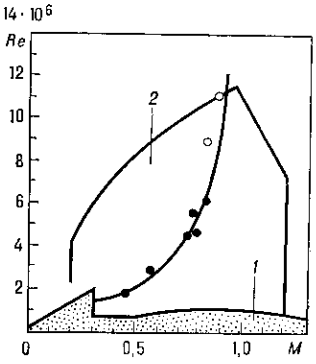
Исследования К. п. по существу только начинаются. Особый интерес должны, в частности, представлять эффекты неидеальности К. п. при больших степенях ионизации. Однако К. п. и с малой степенью ионизации выделяется среди известных видов плазмы, прежде всего по сложности её состава и весьма нетривиальной кинетике.

Лит.: Смирнов Б. М., Ионы и возбужденные атомы в плазме, М., 1974; Самоваров В. Н., Особенности деионизации криогенной гелиевой плазмы, в кн.: Химия плазмы, в. 8, М., 1981, с. 38; Храпак А. Г., Якубов И. Т., Электроны в плотных газах и плазме, М., 1981; Асиновский Э. И., Кириллин А. В., Раковец А. А., Криогенные разряды, М., 1988.

Э. И. Асиновский.

КРИОГЕ́ННАЯ ТРАНСЗВУКОВА́Я АЭРОДИНАМИ́ЧЕСКАЯ ТРУБА́ — трансзвуковая *аэродинамическая труба*, в к-рой для получения больших значений *Рейнольдса числа Re* используется охлаждение рабочего газа до криогенных температур, лишь немного превышающих темп-ру его равновесной конденсации. При определении аэродинамич. характеристик тел с учётом вклада вязкости воздуха (влияние трения и вихреобразования) необходимо, чтобы число *Re* модели, испытываемой в аэродинамич. трубе, равнялось числу *Re* летат. аппарата, движущегося в атмосфере. В обычных трансзвуковых аэродинамич. трубах для получения больших значений числа $Re=vl\rho/\mu$ (где v — скорость полёта, l — характерный размер тела, ρ — плотность, μ — коэф. динамич. вязкости воздуха) увеличивают плотность ρ газа, обтекающего модель, повышая давление в рабочей части при неизменной темп-ре, и увеличивают размер испытуемой модели l. При этом быстро растёт мощность привода аэродинамич. трубы пропорционально (при неизменной скорости v) плотности ρ и квадрату линейного размера l^2.

С уменьшением темп-ры рабочего газа при неизменных давлении и Маха числе $M=v/a$ (где a — местная скорость звука) вязкость уменьшается, а плотность растёт и, хотя скорость v падает, число Рейнольдса *Re* обтекания модели фиксиров. размера l увеличивается. Т. к. скоростной напор обтекающего модель потока $q=\rho v^2/2$ не изменяется при уменьшении температуры, то действующие на модель силы, пропорциональные скоростному напору (см. *Аэродинамические коэффициенты*), в К. т. а. т. не увеличиваются с ростом числа *Re*. По схеме К. т. а. т. аналогична обычной трансзвуковой аэродинамич. трубе, но для снижения темп-ры рабочего газа в него через систему форсунок впрыскивается жидкий азот. На рис. в качестве примера приведены области режимов моделирования, обеспечиваемые обычными трансзвуковыми аэродинамич. трубами и NTF (национальной трансзвуковой аэродинамич. трубой) NASA, а также крейсерские режимы полёта транспортных самолётов. Труба NTF имеет поперечные размеры рабочей части 2,5×2,5 м, работает при давлении $\leqslant$9 атм, темп-ре торможения 78—340 К и макс. расходе жидкого азота 550 кг/с.



Сравнительные характеристики обычных и криогенных трансзвуковых аэродинамических труб: *1* — область характеристик обычных трансзвуковых аэродинамических труб; *2* — криогенных; ● — существующие самолёты; ○ — проектируемые самолёты.

Лит.: Состояние разработок в области создания криогенных аэродинамических труб, М., 1986; Polhamus E. C., The large second generation of cryogenic tunnels, «Astron. and Aeronautics», 1981, v. 19, № 10, p. 38.

М. Я. Юделович.

КРИОСТА́Т (от греч. kryós — холод, мороз и statós — стоящий, неподвижный) — прибор для проведения низкотемпературных физ. исследований или термостатирования разл. объектов при низких (90—0,3К) и сверхнизких (T<0,3 К) темп-рах. К. различаются как по физ. процессу, приводящему к охлаждению либо к поддержанию заданной темп-ры, так и по используемому хладагенту.

Криостат откачки паров криожидкостей. Для получения и поддержания низких темп-р обычно применяют сжиженные газы, помещаемые в сосуды Дьюара. Откачивая пары этих газов, удаётся перекрыть следующие интервалы темп-р: 90—55 К (кислород); 78—63 К (азот); 27—24,5 К (неон); 20,4—14 К (водород); 4,2—1,0К (^{4}He). Для получения темп-р T<1 К (до 0,3 К) используют ^{3}He, к-рый имеет более низкую, чем ^{4}He, темпру кипения и не образует сверхтекучих плёнок на стенках откачиваемых камер (см. *Гелий жидкий*). Для теплоизо-

ляции К., заливаемого жидкими кислородом и азотом, обычно достаточной оказывается высоковакуумная изоляция либо суперизоляция из большого кол-ва слоёв металлизиров. полимерной плёнки. В гелиевых К. применяются также тепловые экраны с использованием вспомогат. хладагента (напр., азота) либо охлаждения потоком паров гелия. В К. откачки паров ^{3}He тепловым экраном обычно служит ванна с ^{4}He (рис. 1). В гелиевой ванне располагается вакуумная камера, в к-рой подвешены обычно на тонкостенных нержавеющих трубках т. н. одноградусная камера (камера Уитли) и камера откачки ^{3}He. В первую камеру через дроссель непрерывно поступает жидкий ^{4}He из гелиевой ванны, к-рый одновременно откачивается, чем поддерживается равновесная темп-ра гелия (1,2—1,4 К). Одноградусная камера в данной конструкции необходима для конденсации и макс. охлаждения ^{3}He, поступающего в камеру откачки ^{3}He. После одноградусной камеры поток жидкого ^{3}He также проходит через дроссель и поступает в камеру откачки ^{3}He. При этом ок. 10% поступающей жидкости расходуется на то, чтобы охладить её от 1,2К до

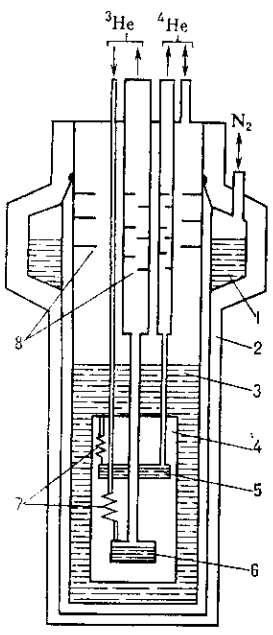


Рис. 1. Принципиальная схема криостата непрерывной откачки паров ^{3}He: *1* — азотная ванна, *2* — медный экран, *3* — гелиевая ванна, *4* — вакуумная камера, *5* — одноградусная камера (камера непрерывной откачки ^{4}He), *6* — камера откачки ^{3}He, *7* — дроссели на линиях возврата ^{3}He и ^{4}He, *8* — экраны теплового излучения.

0,3К. Регулируя мощность, рассеиваемую в нагревателе, можно получать соответствующие темп-ры.

С понижением темп-ры всё более трудной задачей является установление хорошего теплового контакта между исследуемым образцом и хладагентом (это особенно относится к исследованиям, приводящим к разогреву образца,— оптическим, СВЧ и нейтронографическим). Для уменьшения теплового сопротивления между образцом и крпожидкостью (см. *Капицы скачок температуры*) используют развитые поверхности из спечённого порошка меди или серебра. В зависимости от выполняемых исследований К. могут быть снабжены оптич. окнами (оптический К.), сверхпроводящим соленоидом, СВЧ-вводами.

Давление насыщенных паров над жидкостью уменьшается экспоненциально с понижением темп-ры. Поток массы через границу раздела жидкой и газообразной фаз и через систему откачки пропорционален давлению пара, и, следовательно, хладопроизводительность откачки К. уменьшается экспоненциально с понижением темп-ры. Этим и определяется практич. температурный предел К. откачки.

Криостат (рефрижератор) растворения ^{3}He в ^{4}He. Действие К. этого типа основывается на том, что энтальпия раствора, рассчитанная на 1 моль ^{3}He в растворе, существенно больше энтальпии концентрированного ^{3}He. По этой причине процесс растворения ^{3}He в ^{4}He при пост. давлении сопровождается поглощением теплоты ΔQ. Бо́льшая хладопроизводительность этого метода связана также с тем, что при $T\to 0$ растворимость ^{3}He в ^{4}He остаётся конечной и равной $\approx 6\%$ для насыщенного раствора. В этом случае при растворении 1 моля ^{3}He поглощается кол-во теплоты $\Delta Q = 94{,}5\ T_m^2 - 12{,}5\ T_c^2$, где T_m — темп-ра раствора ^{3}He в ^{4}He; T_c — темп-ра поступающего ^{3}He. Для непрерывной работы К. растворения требуется разделение используемых ^{3}He и ^{4}He. С этой целью производят откачку паров над смесью при $T\approx(0{,}6-0{,}8)$К. При этих темп-рах давление насыщенного пара ^{3}He более чем на порядок превышает давление паров ^{4}He. Т. о., откачивается практически ^{3}He. Др. способ разделения изотопов — прохождение раствора через сверхтекучий фильтр, пропускающий только сверхтекучий компонент ^{4}He и задерживающий нормальный компонент и примесь ^{3}He. В первом случае в К. растворения циркулирует ^{3}He (рис. 2, *а*), во втором случае — ^{4}He (рис. 2, *б*). Макс. охлаждение ^{3}He, поступающего в камеру растворения, достигается с помощью противоточных теплообменников. Темп-ра, получаемая в К. растворения с циркуляцией ^{3}He, определяется в основном эффективной площадью поверхности теплообменников (σ, м^2), скоростью циркуляции ^{3}He ($\dot\eta$, моль/с) и притоком теплоты к камере растворения ($\dot Q$, Вт):

$$T_m^2 = 6{,}4R_K\dot\eta/\sigma + 1{,}22\cdot 10^{-2}\dot Q/\dot\eta,$$

где R_K — уд. сопротивление Капицы ($\sim 10^{-2}$ м^{2}К/Вт).

Для получения мин. темп-р в К. растворения необходимо максимально ограничить приток теплоты и развить поверхность теплообменников. При $\sigma\approx 250$ м^2 в К. растворения получена темп-ра 2 мК. К. растворения с циркуляцией $\sim 10^{-3}$ моль/с и хладопроизводительностью $\sim 100/T^4$ Вт (при $T\approx 6$—30 мК) хорошо зарекомендовали себя в качестве рефрижераторов для предварит. охлаждения ступеней адиабатич. размагничивания (см. *Магнитное охлаждение*).

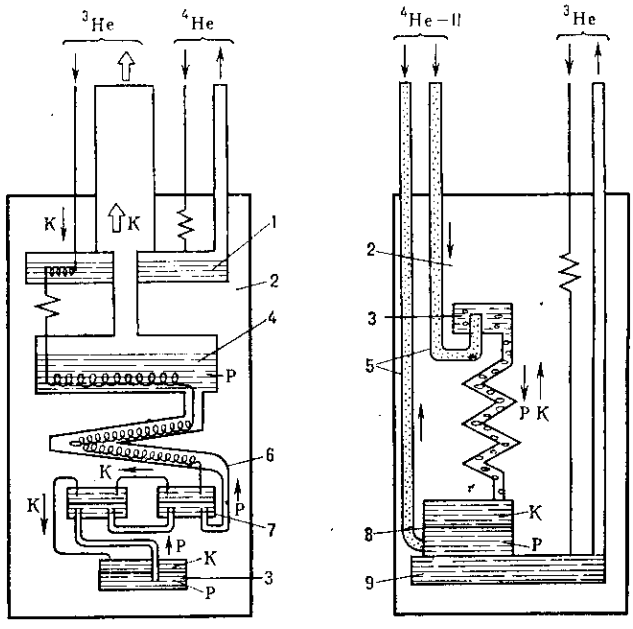


Рис. 2. Принципиальная схема криостатов растворения ^{3}He в ^{4}He: *а* — с циркуляцией ^{3}He; *б* — с ^{4}He (сосуд Дьюара и гелиевая ванна не показаны); *1* — одноградусная камера, *2* — вакуумная камера, *3* — камера растворения, *4* — камера испарения, *5* — сверхтекучий фильтр, *6* — непрерывный теплообменник, *7* — ступенчатые теплообменники, *8* — камера расслоения ^{3}He и ^{4}He, *9* — камера откачки ^{3}He, Р — раствор ^{3}He в ^{4}He, К — концентрированный ^{3}He.

Кристаллизационный криостат ^{3}He основан на использовании *Померанчука эффекта*, согласно к-рому в области темп-р 1—300 мК величина производной от давления по темп-ре $\partial p/\partial T$ на кривой плавления ^{3}He отрицательна. Вследствие этого адиабатич. сжатие ^{3}He приводит к понижению его темп-ры с одноврем. образова-

нием твёрдой фазы. Практически кристаллизация ^{3}He позволяет получить $T\sim1$ мК, если ^{3}He был предварительно охлаждён до 10—30 мК. Принципиальная схема кристаллизационного К. показана на рис. 3. Камера с подвижными стенками, заполненная ^{3}He, соединена хладопроводом с рефрижератором, обеспечивающим предварит. охлаждение (обычно К. растворения ^{3}He в ^{4}He). На хладопроводе имеется тепловой ключ, служащий для размыкания теплового контакта между рефрижератором и компрессионной камерой. Давление ^{3}He в компрессионной камере поднимают через систему (линию) заливки ^{3}He до $2{,}93\cdot10^6$ Па (29,3 бар), что соответствует минимуму на кривой плавления ^{3}He. Дальнейшее сжатие ^{3}He через систему заливки невозможно, т. к. в последней образуется пробка твёрдого ^{3}He в области, соответствующей темп-ре 300 мК. Дальнейшее повышение давления в компрессионной камере обычно осуществляется прессом, заполненным ^{4}He. Кристаллизационный К. применяют для исследований низкотемпературных свойств жидкого и твёрдого ^{3}He.

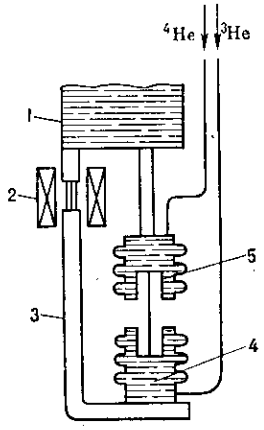


Рис. 3. Принципиальная схема кристаллизационного криостата ^{3}He: *1* — рефрижератор предварительного охлаждения, *2* — тепловой ключ, *3* — хладопровод, *4* — компрессионная камера, *5* — пресс с ^{4}He.

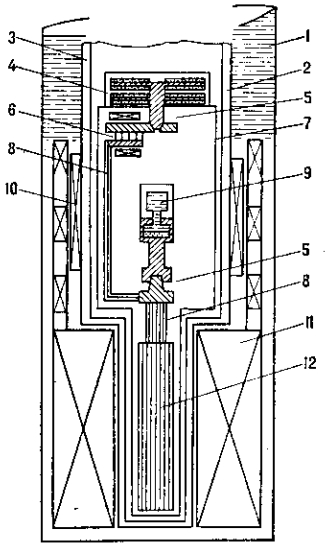


Рис. 4. Принципиальная схема криостата ядерного размагничивания меди (ИФП АН СССР): *1* — ванна с гелием, *2* — вакуумная камера, *3*, *7* — тепловой экран, *4* — камера растворения ^{3}He в ^{4}He, *5* — конические тепловые контакты, *6* — сверхпроводящий тепловой ключ, *8* — хладопровод, *9* — экспериментальная камера, *10* — экспериментальный соленоид, *11* — основной сверхпроводящий соленоид, *12* — ступень ядерного размагничивания.

Криостаты адиабатич. размагничивания основаны на использовании магнитокалорического эффекта, заключающегося в изменении темп-ры T магн. вещества при адиабатич. изменении напряжённости магн. поля H. Для К. используют обычно парамагнитные спиновые системы, адиабатич. размагничивание к-рых приводит к понижению T. Процесс понижения темп-ры при адиабатич. размагничивании ограничивается областью T, при к-рой спиновая система переходит в магнитоупорядоченное состояние. С др. стороны, для макс. хладопроизводительности метода желательно иметь стартовые условия вблизи темп-рной аномалии теплоёмкости системы, возникающей при равенстве тепловой и магн. энергий. Эти два требования определяют выбор хладагентов для К. адиабатич. размагничивания. В области стартовых темп-р 1000—100 мК используются парамагн. соли (напр., церий-магниевый нитрат позволяет получить темп-ру до 2 мК). В области стартовых темп-р 100—10 мК применяются ванфлековские парамагнетики, эффективный магн. момент к-рых варьируется в широком диапазоне — от электронного до ядерного. Используя $PrNi_5$, удаётся получить темп-ру до 0,5 мК. При более низких стартовых темп-рах и применении мощных сверхпроводящих соленоидов удаётся использовать эффект адиабатич. размагничивания ядерных спиновых систем.

К. размагничивания могут включаться последовательно. Так, в двухступенчатых К. размагничивания, когда первая массивная ступень из меди либо из $PrNi_5$ при размагничивании охлаждает вторую медную ступень, после размагничивания последней удаётся получить темп-ру ядер меди ~10 нК. При этом темп-ра кристаллич. решётки меди и электронов проводимости составляет ~10 мкК.

На рис. 4 показана принципиальная схема К. ядерного размагничивания меди. Ядерная ступень, помещённая в поле ≈80 кЭ, охлаждается мощным К. растворения до $T\approx10$ мК. Затем размыкается сверхпроводящий тепловой ключ и осуществляется размагничивание (в течение 2—10 ч). За это время в системе успевает установиться тепловое равновесие и охладиться экспериментальная камера. Т. о. удаётся охладить камеру, содержащую сверхтекучий ^{3}He, до $T\sim100$ мкК.

Лит.: Справочник по физико-техническим основам криогеники, под ред. М. П. Малкова, 3 изд., М., 1985; Растворы квантовых жидкостей, М., 1973; Лоунасмаа О. В., Принципы и методы получения температуры ниже 1 К, пер. с англ., М., 1977.
Ю. М. Буньков.

КРИОЭЛЕКТРО́ННЫЕ ПРИБО́РЫ — электронные устройства, в к-рых используются явления и процессы, протекающие при низких темп-рах (условно $T<100$ К). Большинство совр. К. п. основано на явлении *сверхпроводимости*, в частности на *Джозефсона эффекте*, а также на особенностях одноэлектронного («квазичастичного») туннелирования между сверхпроводниками. По назначению К. п. можно разделить на неск. групп: приборы *квантовой метрологии*; низкочастотные измерит. приборы (*сквиды*) для измерения магн. полей; пассивные СВЧ-устройства, в т. ч. сверхпроводниковые *объёмные резонаторы* и остронаправленные антенны; приёмные СВЧ-устройства, в т. ч. *параметрические усилители*, смесители, видеодетекторы и болометры (см. *Сверхпроводниковые приёмники излучения*); сверхпроводниковые цифровые и импульсные устройства, в т. ч. ячейки логики и памяти ЭВМ, аналогоцифровые преобразователи, стробоскопич. преобразователи сигналов и др.

Лит.: Криоэлектроника, «Зарубежная радиоэлектроника», 1983, № 6 (спецвыпуск); Ван Дузер Т., Тернер Ч., Физические основы сверхпроводниковых устройств и цепей, пер. с англ., М., 1984.
К. К. Лихарев.

КРИПТОМАГНЕТИ́ЗМ — см. *Магнитные сверхпроводники.*

КРИПТО́Н (Kripton), Kr, — хим. элемент VIII группы периодич. системы элементов, инертный газ, ат. номер 36, ат. масса 83,80. Природный К. состоит из 6 стабильных изотопов: ^{78}Kr, ^{80}Kr, ^{82}Kr, ^{83}Kr, ^{84}Kr и ^{86}Kr, среди них наиб. распространён ^{84}Kr (57,0%), наименее — ^{78}Kr (0,35%). Электронная конфигурация внеш. оболочки $4s^2p^6$. Радиус атома К. 0,198 нм. Энергии последоват. ионизации 13,999; 24,4; 36,4; 52,5; 64,7 эВ. При 0 °С и нормальном давлении плотн. К. 3,745 кг/м^3, $t_{пл}=-157{,}37$ °С, $t_{кип}=-153{,}22$ °С. Плотн. жидкого К. 2,155 кг/дм^3 (при $t_{кип}$), теплота испарения 9,035 кДж/моль. Твёрдый К. обладает кубич. кристаллич. решёткой с постоянной решёткой $a=0{,}5706$ нм (при —184 °С). Критич. темп-ра —63,8 °С, критич. давление 5,48 МПа, критич. плотн. 0,909 кг/дм^3. Тройная точка: $t=115{,}95$ К, давление 73,2 кПа, плотн. твёрдой фазы 2,821 кг/дм^3, жидкой — 2,451 кг/дм^3. При 25 °С в 1 л воды растворяется 60 мл К. Хим. активность К. крайне низкая, непосредственно реагирует только со фтором.

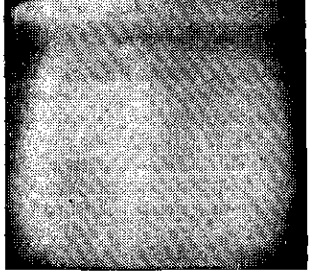
К. применяют для заполнения ламп накаливания, тиратронов, люминесцентных трубок. Большие кол-ва β-радиоактивного ^{85}Kr ($T_{1/2}=10{,}72$ года) образуются

при работе ядерных реакторов; для очистки газообразных отходов ядерной энергетики от ^{85}Kr и т. п. примесей используют сорбцию на активиров. угле и др. методы.

С. С. Бердоносов.

КРИСТАЛЛИЗАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ — слабо затухающие колебания границы раздела квантовый кристалл — сверхтекучая квантовая жидкость, обусловленные периодич. плавлением и кристаллизацией. К. в., распространяющиеся вдоль границы раздела, экспериментально наблюдались в ^{4}He. Механизм возникновения К. в. состоит в следующем: в равновесии квантовый кристалл имеет определ. форму, обеспечивающую минимум свободной энергии его поверхности; любое отклонение формы кристалла от равновесной приводит к увеличению поверхностной энергии. Поэтому любая неравновесная форма кристалла будет изменяться за счёт кристаллизации или плавления так, чтобы поверхностная энергия уменьшалась. С др. стороны, вследствие разности плотностей двух фаз рост и плавление кристалла вызывают движение жидкости, т. е. увеличение кинетич. энергии системы. В результате поверхность будет испытывать слабо затухающие колебания, во многом сходные с обычными капиллярными волнами на границе раздела жидкости и газа (см. *Капиллярные явления*). В частности, К. в. характеризуются таким же, как и капиллярные волны, законом дисперсии: $\omega \sim k^{3/2}$ (ω — частота колебаний, k — волновой вектор). Отличие состоит в том, что в случае К. в. движение границы целиком обусловлено периодич. плавлением и кристаллизацией, а в объёме кристалл остаётся неподвижным и недеформированным. Это свойство позволяет также отличить К. в. от упругих поверхностных волн.

Для существования К. в. необходимо, чтобы полная диссипация энергии, сопровождающая кристаллизацию и плавление, была достаточно мала. В обычных классич. кристаллах это условие не выполняется, и процесс установления равновесной формы носит апериодич. характер. В случае границы сверхтекучая *квантовая жидкость — квантовый кристалл* (поверхность кристалла ^{4}He) возникновение К. в. оказывается возможным, если темп-ра T достаточно низка (гораздо ниже λ-точки) и если поверхность кристалла находится в особом квантово-шероховатом состоянии, являющемся квантовым аналогом классич. атомно-шероховатого состояния (см. *Кристаллизация*).



Кристаллизационная волна на поверхности кристалла ^{4}He при $T=0{,}5$ К, возникшая в результате удара по наружной стенке криостата.

Квантово-шероховатое состояние (как и классическое) характеризуется большим кол-вом термодинамически равновесных дефектов поверхности (ступеней и изломов на ступенях). Основное отличие состоит в том, что в квантовом случае изломы на ступенях ведут себя как квазичастицы (см. *Дефектон*), т. е. их движение, а следовательно и движение самих ступеней, практически не сопровождается диссипацией энергии. Поэтому рост и плавление кристалла с квантово-шероховатой поверхностью, обусловленные, как и в классическом случае, именно движением изломов и ступеней, могут происходить практически бездиссипативно.

Бездиссипативность означает, что кристалл может расти и плавиться с весьма большими скоростями уже при ничтожных внеш. воздействиях. Так, кристаллы ^{4}He размером ~ 1 см с квантово-шероховатой поверхностью при $T<1$ К принимают равновесную форму в поле тяжести за времена $\ll 1$ с. При этом поверхность кристалла имеет вид выпуклого мениска, сходного с мениском, к-рый образует поверхность жидкости, плохо смачивающей стенки сосуда. К. в. на такой поверхности (как и обычные капиллярные волны) могут быть возбуждены либо с помощью переменного электрического поля, либо при механич. вибрациях прибора (рис.).

Поверхность кристалла ^{4}He при низких темп-рах в зависимости от её ориентации относительно осей кристалла может находиться либо в квантово-шероховатом, либо в классич. атомно-гладком состоянии. Атомно-гладкая поверхность не обладает свойством бездиссипативной кристаллизации; соответственно К. в. на таких поверхностях не могут существовать. Согласно теории, К. в. могут существовать, кроме ^{4}He, также и в ^{3}He, однако лишь при $T \ll 1$ мК, при к-рых жидкий ^{3}He становится сверхтекучим, а твёрдый ^{3}He — антиферромагнитным.

К. в.— одно из проявлений квантовых законов на макроскопич. уровне — для конденсиров. тела как целого.

Лит.: Андреев А. Ф., Паршин А. Я., О равновесной форме и колебаниях поверхности квантовых кристаллов, «ЖЭТФ», 1978, т. 75, с. 1511; Кешишев К. О., Паршин А. Я., Бабкин А. В., Кристаллизационные волны в He^4, «ЖЭТФ», 1981, т. 80, с. 716; Паршин А. Я., Кристаллизационные волны в He^4, «УФН», 1981, т. 135, с. 175; его же, Когерентная кристаллизация и кристаллизационные волны, «Природа», 1982, № 5, с. 28; Keshishev K. O., Parshin A. Ya., Shal'nikov A. I., Surface phenomena in quantum crystals, Soviet Scientific Reviews. Section A: Physics Reviews, v. 4, ed. by I. M. Khalatnikov, Amst., 1982; Андреев А. Ф., Квантовые кристаллы — новое состояние вещества, в сб.: Академик И. М. Лифшиц, М., 1987.

А. Я. Паршин.

КРИСТАЛЛИЗА́ЦИЯ — образование кристаллов из газа, раствора, расплава, стекла или кристалла др. структуры (полиморфные превращения). К. состоит в укладке атомов, молекул или ионов в *кристаллическую решётку*. К. определяет образование минералов, льда, играет важную роль в атм. явлениях, в живых организмах (образование зубной эмали, костей, почечных камней). Путём К. получают и массивные монокристаллы, и тонкие кристаллич. плёнки полупроводников, диэлектриков и металлов. Массовая К.— одноврем. рост множества мелких кристаллов — лежит в основе металлургии и широко используется в хим., пищевой и медицинской промышленности.

Термодинамика кристаллизации. Расположение частиц в кристалле упорядочено (см. *Дальний и ближний порядок*), и их энтропия $S_к$ меньше энтропии $S_с$ в неупорядоченной среде (паре, растворе, расплаве). Поэтому снижение темп-ры T при пост. давлении p ведёт к тому, что *химический потенциал* вещества в кристалле

$$\mu_к = \mathcal{E}_к - TS_к + p\omega_к \qquad (1)$$

становится меньше его потенциала в исходной среде:

$$\mu_с = \mathcal{E}_с - TS_с + p\omega_с.$$

Здесь $\mathcal{E}_к$, $\mathcal{E}_с$, $\omega_к$, $\omega_с$ — энергии взаимодействия частиц и уд. объём вещества в кристаллич. и неупорядоченном состояниях (фазах), $S_к$ и $S_с$ — *энтропии*. Т. о., кристаллич. фаза оказывается «выгоднее», происходит К., сопровождаемая выделением т. н. скрытой теплоты К.: $\Delta H = T(S_с - S_к) \approx 0{,}5-5$ эВ, а также скачком уд. объёма $\Delta\omega = \omega_с - \omega_к$ (фазовый переход первого рода). Если $p \leqslant 10^4$ атм, то член $p\Delta\omega$ в соотношении (1) мал, и при $\mu_к = \mu_с$ теплота К. равна $\Delta H = \mathcal{E}_с - \mathcal{E}_к$, т. е. является мерой изменения энергии связи между частицами при К. [при К. из расплава $\Delta\omega \approx (0{,}05-0{,}15)\omega_с$ и может иметь разл. знаки].

К. при полиморфных превращениях (см. *Полиморфизм*) может быть фазовым переходом второго рода. В случае переходов первого рода граница раздела кристалл — среда локализована в пределах неск. межатомных расстояний, и её уд. свободная энергия $\alpha > 0$.

Для переходов 2-го рода граница не локализована и $\alpha=0$.

Условия $\mu_к(p, T, C_к)=\mu_с(p, T, C_с)$ для каждого из компонентов кристалла и среды определяют связь p, T и концентрации компонентов C, при к-рых кристалл находится в равновесии со средой, т. е. *диаграмму состояния* вещества. Разность $\Delta\mu=\mu_с-\mu_к$, являющаяся мерой отклонения от равновесия, наз. термодинамич. движущей силой К. Обычно она создаётся понижением темп-ры ниже равновесного значения T_0, т. е. переохлаждением системы на $\Delta T=T_0-T$. Если $\Delta T\ll T_0$, то

$$\Delta\mu=\Delta H\Delta T/T_0. \qquad (2)$$

Если давление p паров или концентрация C в растворе больше равновесных значений p_0 и C_0, то говорят об абс. пересыщении ($\Delta p=p-p_0$ или $\Delta C=C-C_0$) либо относит. пересыщении ($\sigma=\Delta p/p_0$ или $\Delta C/C_0$). В этом случае в разреженных парáх и разведённых растворах

$$\Delta\mu\approx kT\ln(1+\sigma). \qquad (3)$$

В процессе выращивания монокристаллов из растворов обычно $\sigma\leqslant 0{,}1$, из паров и при хим. реакциях $\sigma\leqslant 1$, при конденсации молекулярных пучков $\sigma\geqslant 10^2-10^4$.

К. может происходить в результате или с участием хим. реакций. Равновесное состояние смеси газов при возможной хим. реакции между составляющими её веществами A_i можно обобщённо записать в виде $\sum_i \nu_i A_i=0$, где ν_i — стехиометрич. коэф. ($\nu_i<0$ для прямой реакции, $\nu_i>0$ — для обратной). В этом случае

$$\Delta\mu=\frac{KT\ln\prod_i p_i^{\nu_i}}{kT}. \qquad (4)$$

Здесь K — константа равновесия реакции, p_i — парциальные давления (или концентрации, если реакция протекает в растворе). В случае электролитов

$$\Delta\mu=Ze\eta, \qquad (5)$$

где Ze — заряд иона (Z — ат. номер), η — отклонение разности потенциалов между кристаллом и раствором от равновесного значения.

Зародыши кристаллизации. Пересыщенная или переохлаждённая фаза может сохранять своё состояние чрезвычайно долго (К. не идёт). Такое состояние наз. метастабильным. Расплавы чистых металлов переохлаждаются на $\Delta T=(0{,}3-0{,}5)\ T_0$, вода — на $\Delta T\sim 40\text{К}\approx 0{,}15T_0$, пары — до $\sigma\approx 10$, растворы — до $\sigma\approx 3$. Стёкла могут быть охлаждены до 0К (см. *Аморфное состояние*). Загрязнённые среды кристаллизуются на посторонних частицах (центры К.) при небольших ΔT. Критич. переохлаждение ΔT зависит также от темп-ры, материала и состояния стенок сосуда, действия излучений. Причина такой устойчивости — в трудности зарождения кристаллов. Атомы и молекулы газа или жидкости могут при соударениях соединяться в агрегаты из 2, 3 и т. д. частиц. Часть их распадается вследствие флуктуации колебат. энергии частиц. Если кол-во частиц N в агрегате охватывает 2—4 координац. сферы, то к нему можно применять макроскопич. понятия поверхностной энергии и хим. потенциала и др. Ат. структура зародышей пока недостаточно выяснена. Однако есть данные о том, что она может отличаться от структуры устойчивой макроскопической фазы.

Переохлаждение в однородной гомогенной фазе определяется работой образования границы раздела при появлении кристаллич. фазы внутри материнской. Эта работа положительна, если удельная свободная энергия границы $\alpha>0$. Образование агрегата новой кристаллич. фазы из N частиц с поверхностью $\gamma(\omega_к N)^{2/3}$ увеличивает термодинамич. потенциал Ф системы на величину, равную $\alpha\gamma(\omega_к N)^{2/3}$, где число γ зависит от формы агрегата. Одновременно Ф уменьшается на $N\Delta\mu$, т. к. новая фаза «выгоднее» старой ($\mu_с>\mu_к$). В результате работа образования зародыша $\delta\Phi=-N\Delta\mu+\alpha\gamma(\omega_к N)^{2/3}$ достигает максимума $\delta\Phi_{кр}=4(\alpha\gamma)^3\omega_к/27\Delta\mu^2$, когда размер зародыша приобретает критич. значение $N_{кр}=2\alpha\gamma/3\Delta\mu$ (рис. 1). Работа образования критич. зародыша $\delta\Phi_{кр}$ минимальна для кристалликов равновесной формы, у к-рых минимальна поверхностная энергия при данном объёме. Критич. зародыши образуются в результате тепловых флуктуаций. Увеличение степени отклонения от равновесия $\Delta\mu$ уменьшает работу образования зародыша. Скорость зарождения

$$I=B\exp(-\delta\Phi_{кр}/kT'), \qquad (5)$$

где B пропорционально плотности частиц в среде и скорости их присоединения к критич. зародышу (в очищенных парáх и растворах $B\approx 10^{25}-10^{30}$ см$^{-3}$с$^{-1}$, в расплавах $B\approx 10^{37}-10^{42}$ см$^{-3}$ с$^{-1}$). Число частиц в критич. зародыше убывает с переохлаждением (в расплаве Ga при $\Delta T=0{,}5\ T_0$, $N_{кр}\approx 10$ атомов, радиус зародыша $r_з\approx 4$ Å). Т. к. $N_{кр}$ не может меняться меньше чем на 1, то существуют интервалы изменения $\Delta\mu$, в пределах к-рых $N_{кр}$ постоянно (рис. 2). Эти интервалы малы в области умеренных пересыщений, но проявляются при больших, напр. в условиях конденсации молекулярных пучков и электролитич. осаждения, когда $N_{кр}\sim 1-10$. В результате зависимости $\delta\Phi_{кр}(\Delta\mu)$ и $I(\Delta\mu)$ становятся ломаными линиями (рис. 1).

К зародышам из неск. атомов понятие поверхностной энергии не применимо, и описание зарождения ведётся на конкретных микроскопич. моделях. Однако для оценок можно пользоваться феноменологич. представлениями, дающими несколько заниженную скорость зарождения (рис. 1, 2).

Упаковка частиц в малых зародышах может не совпадать с упаковкой в массивном кристалле, напр. обнаружено неск. метастабильных фаз в каплях Ga и Br, замёрзших при глубоких переохлаждениях. Масс-спектральный анализ агрегатов в парáх Pb и в Xe обнаружил

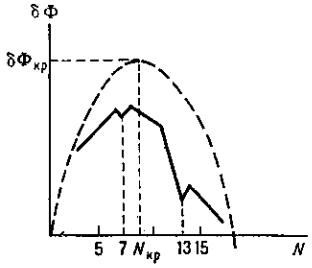


Рис. 1. Работа образования зародыша кристаллизации $\delta\Phi_{кр}$ как функция числа частиц в нём $N_{кр}$ для феноменологической (пунктир) и микроскопической (сплошная линия) моделей.

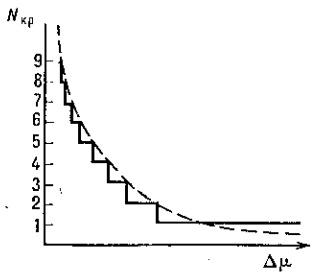


Рис. 2. Зависимость числа частиц в критическом зародыше $N_{кр}$ от переохлаждения для феноменологической (пунктир) и микроскопической (сплошные линии) моделей.

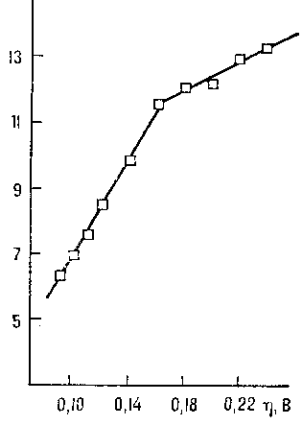


Рис. 3. Скорость зарождения $\ln I$ на аморфном углероде при электролитической кристаллизации в зависимости от перенапряжения η: левая прямая отвечает первому атому в зародыше, правая — второму.

повышение содержания кластеров из 7, 13, 19 и т. д. атомов, характерных для некристаллографич. пентагональной упаковки (рис. 4). Поверхностные атомы в этих кластерах образуют завершённую координац. сферу. Поэтому работа их образования минимальна, а их число максимально по сравнению с зародышами, содержащими на 1 атом больше или меньше.

Образование зародыша на хорошо смачиваемой поверхности кристалла требует преодоления меньшего

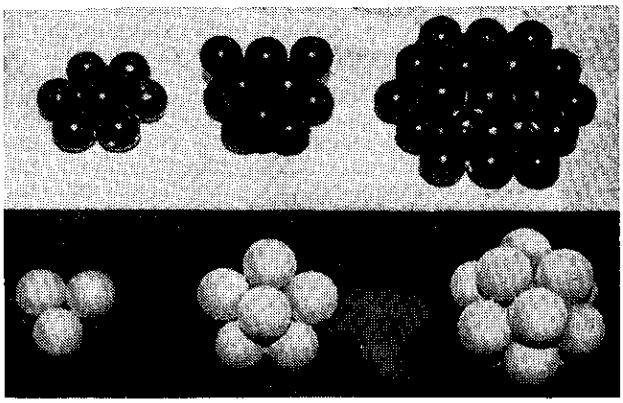


Рис. 4. Кристаллографическая плотнейшая (вверху) и пентагональная (внизу) упаковки.

барьера, и потому такое гетерогенное зарождение происходит при меньших переохлаждениях (см. *Эпитаксия*).

Понижение темп-ры не только уменьшает работу образования зародыша, но и экспоненциально повышает вязкость расплава, т. е. снижает частоту присоединения новых частиц к зародышу (рис. 5, *а*). В результате $I(\Delta T)$ сначала достигает максимума, а затем становится столь малой (рис. 5, *б*), что при низких темп-рах расплав затвердевает, оставаясь аморфным. В расплавах со сравнительно малой вязкостью это возможно лишь при очень быстром ($\sim 10^6$ К/с) охлаждении. Так получают

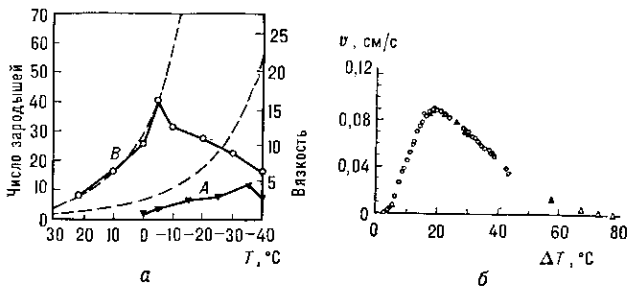


Рис. 5. Температурные зависимости скорости зарождения и роста кристалла: *а*) сплошные кривые — температурная зависимость числа зародышей цитриновой кислоты в переохлаждённом водном растворе (темп-ры насыщения: *A*—62 °С, *B* — 85 °С); пунктир — увеличение вязкости (в пуазах) растворов с понижением T; *б*) скорость роста v кристаллов бензофенона из расплава как функции ΔT.

аморфные сплавы металлов (см. *Аморфные металлы*). В жидком гелии образование зародышей возможно не переходом системы через барьер, а туннельным просачиванием сквозь него. При выращивании крупных совершенных кристаллов на «затравках» избегают появления спонтанных зародышей, используя слабо пересыщенные растворы или перегретые расплавы. Наоборот, в металлургии стремятся получить максимальное число центров К., создавая глубокие переохлаждения (см. ниже).

Рост кристалла может быть послойным и нормальным в зависимости от того, является ли его поверхность в атомном масштабе гладкой или шероховатой. Атомные плоскости, образующие гладкую грань, почти полностью укомплектованы и содержат сравнительно небольшое число *вакансий* и атомов, адсорбированных в местах, соответствующих узлам кристаллич. решётки следующего слоя. Края незавершённых атомных плоскостей образуют ступени (рис. 6, *а*). В результате тепловых флуктуаций ступень содержит нек-рое число трёхмерных входящих углов — изломов. Присоединение новой частицы к излому не изменяет энергии поверхности и поэтому является элементарным актом роста кристалла. С увеличением отношения тепловой энергии kT к поверхностной энергии ε (в расчёте на 1 атомное место на поверхности) плотность изломов увеличивается. Соответственно увеличивается конфигурац. энтропия и падает свободная линейная энергия ступени. При определ. отношениях kT/ε (близких к 1, но несколько различных для разных граней) линейная энергия ступени обращается в 0, и ступень «размазывается» по грани, к-рая превращается в шероховатую, т. е. равномерно и плотно покрытую изломами поверхность (рис. 6, *б*). Связь поверхностной энергии с теплотой К. позволяет заключить, что для веществ и темп-р, для к-рых изменение энтропии при К. таково, что $\Delta S/k > 4$, все плотноупакованные грани — гладкие. Эта ситуация характерна для равновесия кристалл — пар, а также (для нек-рых веществ) для границы кристалл—расплав. Переход от шероховатости к огранению возможен при изменении концентрации в двухкомпонентных системах

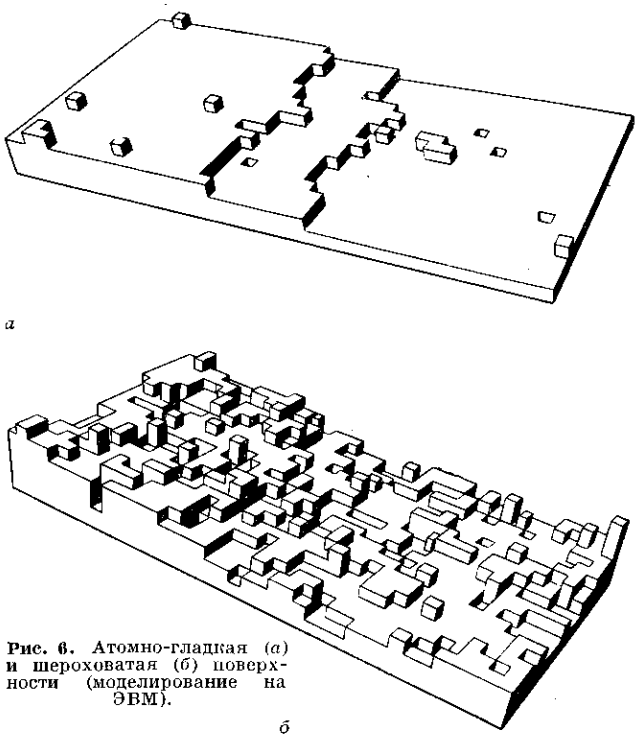


Рис. 6. Атомно-гладкая (*а*) и шероховатая (*б*) поверхности (моделирование на ЭВМ).

(К. из растворов). Если $\Delta S/k < 2$ (типично для плавления металлов), то поверхности любой ориентации шероховаты. При $2 \leqslant \Delta S/k \leqslant 4$ отдельные гладкие грани сосуществуют с шероховатыми поверхностями (напр., кристаллы Ge и Si в расплавах, гранаты в расплавах и высокотемпературных растворах). Зависимость свободной энергии и скорости К. от ориентации поверхности имеет острые (сингулярные) минимумы для гладких (сингулярных) граней и округлённые (несингулярные) для шероховатых поверхностей.

Присоединение нового атома в любом положении на поверхности кроме излома меняет её энергию. Заполне-

ние немногочисленных вакансий, снижающее эту энергию, не может дать начала новому атомному слою, а концентрация атомов в местах, соответствующих узлам решётки следующего слоя, повышает энергию и поэтому мала. В результате необратимое присоединение частиц к кристаллу, т. е. его рост, возможен только когда на его поверхности есть изломы. На шероховатых поверхностях плотность изломов велика, и рост вдоль нормали к поверхности возможен практически в любой точке. Та-

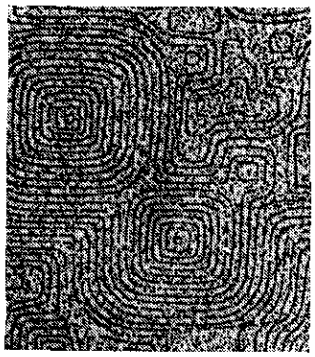
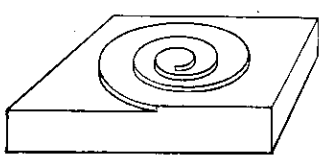


Рис. 7. Концентрические ступени на грани (100) NaCl при росте из молекулярного пучка. Высота ступени 2,82 Å (декорированы мелкими кристалликами специально осаждённого золота).

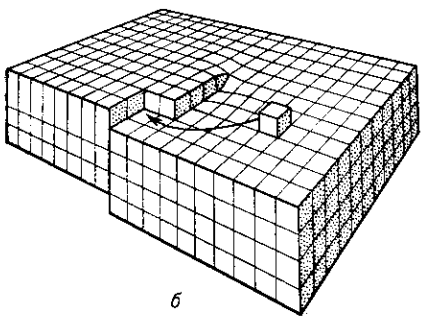
кой рост наз. нормальным. Он лимитируется скоростью присоединения отд. частиц к изломам. Его скорость R линейно увеличивается с переохлаждением на фронте К.:

$$R=\beta_n\Delta\mu/kT,\ \beta_n=(a/\lambda_0)^2\,a\nu\exp(-\mathcal{E}_A/kT). \quad (1)$$

Здесь a — межатомное расстояние, λ_0 — расстояние между изломами, ν — эффективная частота тепловых колебаний, $\mathcal{E}_A$ — энергия, необходимая для присоединения частиц к излому (энергия активации). Она учитывает перестройку ближнего порядка в жидкости, десольватацию строит. частиц и изломов в растворах, хим. реакции и т. д. В простых расплавах коэф. β_n велики, что



а



б

Рис. 8. *а* — Спиральная форма роста; *б* — ступень, оканчивающаяся на поверхности в точке её пересечения винтовой дислокацией.

обеспечивает рост с заметной скоростью, когда переохлаждение на фронте К. $\Delta T\ll 1$К. Так, для роста Si $\beta_n\approx 10^5$ см/с $R=(3\text{—}5)\cdot 10^{-3}$ см/с достигается при $\Delta T\approx 10^{-5}$ К. При достаточно низких темп-рах подвижность частиц падает и скорость роста уменьшается, подобно скорости зарождения (рис. 5, *б*).

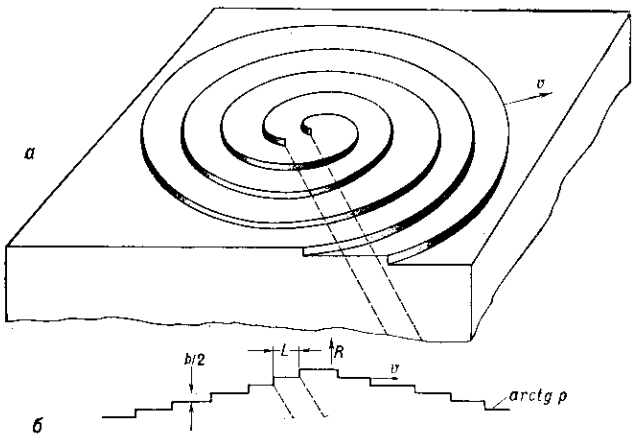
Если поверхность гладкая, то изломы существуют только на ступенях, рост идёт последоват. отложением слоёв и наз. послойным. Если поверхность образована лестницей одинаковых ступеней и в среднем отклонена от ближайшей сингулярной грани на угол с тангенсом p, то ср. скорость её роста вдоль нормали к этой сингулярной ориентации

$$R=pv;\ v=\beta_t\Delta\mu/kT,$$

где v — скорость роста ступени вдоль грани, $\beta_t\approx\beta_n$. (В растворах $\beta_t\approx 10^{-1}\text{—}10^{-3}$ см/с.)

Плотность ступеней определяется тем, генерируются ли они двумерными зародышами или *дислокациями*. Образование двумерных зародышей требует преодоления потенциального барьера, высота к-рого пропорциональна линейной энергии ступеней и обратно пропорциональна ΔT. Соответственно, скорость К. экспоненциально мала при малых ΔT [для роста грани (III) Si с $R=(3\text{—}5)\cdot 10^{-3}$ см/с необходимо $\Delta T\approx 0{,}3$К; см. выше]. При К. из молекулярных пучков, если есть места преимущественного образования двумерных зародышей, ступени имеют вид замкнутых колец (рис. 7). Возможно, что образование зародышей «облегчается» точками выхода на поверхность краевых дислокаций.

При росте на винтовой дислокации, образуемая ею ступень в процессе роста приобретает спиральную форму (рис. 8), т. к. в точке окончания ступени на дислокации её скорость роста равна 0. В процессе спирального роста новый слой «накручивается» сам на себя вокруг точки выхода дислокации и на поверхности возникает пологий (вицинальный) холмик роста. Часто холмики образуются группой дислокаций, суммарный вектор Бюргерса к-рых имеет в направлении нормали к поверхности составляющую b, равную неск. параметрам a решётки. Точки выхода этих дислокаций могут занимать на поверхности некоторую область (с периметром $2L$, рис. 9, *а*, *в*). В этом случае склон кругового вицинального холмика образует с сингулярной гранью угол с тангенсом $p=b/(19\rho_c+2h)$ (рис. 9, *б*). Наклоны холмиков измеряются методами оптич. интерферометрии (рис. 10), методом цветов тонких пластинок, а иногда непосредственно визуализацией ступеней.



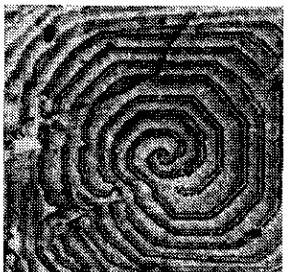


Рис. 9. Двухзаходная спираль, образующая вицинальный холмик вокруг точек выхода на поверхность двух дислокаций: *а*) общий вид холмика; *б*) его сечение плоскостью, перпендикулярной грани и проходящей через точки выхода дислокаций; *в*) спираль на грани (100) синтетического алмаза.

Радиус двумерного критич. зародыша ρ_c пропорционален линейной энергии ступени и обратно пропорционален ΔT. Поэтому с увеличением ΔT крутизна холмика p линейно увеличивается при малых ΔT и стремится к насыщению при больших (при $L\neq 0$). Соответственно, нормальная скорость роста R квадратично увеличивается с пересыщением σ при малых переохлаждениях и линейно — при больших (рис. 11). Вариации вектора

Бюргерса и протяжённость L дислокац. источника определяют разброс значений скорости роста кристаллографически идентичных граней (или одной и той же грани) в одинаковых условиях. В процессе роста грани точка выхода не перпендикулярной ей дислокации смещается и может достигнуть одного из рёбер. После этого ступень исчезает. Дальше К. идёт лишь путём двумерного зарождения, и скорость роста при малых переохлаждени-



Рис. 10. Интерференционные полосы от вицинального холмика на грани призмы кристалла ADP (рост из водного раствора).

ях падает (по крайней мере в неск. раз при К. из расплава и на неск. порядков при К. из раствора). Из-за относительно малых значений линейной энергии ступеней на границе кристалл — расплав и отсутствия проблемы доставки кристаллизующегося вещества β_n, β_t и R на неск. порядков выше, чем для К. из растворов и газовой фазы.

Ввиду малой плотности газовой фазы послойная К. из неё идёт в осн. не прямым попаданием частиц на ступени, а за счёт диффузии частиц, адсорбированных на атомно-гладких «террасах» между ступенями. За время между моментами прилипания к поверхности и десорбции такая частица совершает случайные блуждания по поверхности и уходит от точки прилипания на расстояние порядка ср. длины диффузионного пробега λ_S. Поэтому достичь ступени могут лишь частицы, адсорбировавшиеся вокруг неё в полосе шириной $\sim 2\lambda_S$. Большинство частиц, падающих на поверхность с малой плотностью ступеней, испаряются — коэф. конденсации для таких поверхностей мал. Он приближается к 1 при большой плотности ступеней, т. е. при значит. пересыщениях. По той же причине скорость К. из газовой фазы даже на одной дислокации квадратично увеличивается с пересыщением при малых пересыщениях и линейно — при больших. При конденсации молекулярных пучков ступени образуются путём двумерного зарождения в местах, где пересыщение в адсорбционном слое достигает критического, и потому ср. расстояние между ступенями определяется длиной пробега адсорбиров. частиц.

Подвод вещества к растущей поверхности и отвод от неё теплоты К. ограничивает скорость К., когда эти процессы протекают медленнее поверхностных. Такой диффузионный режим типичен для К. из расплавов и неперемешиваемых растворов. Высокая скорость К. из расплава лежит в основе всех широко используемых методов выращивания монокристаллов, в к-рых скорость К. задаётся механич. движением кристалла относительно независимо формируемого теплового поля. Кинетич. режим К., когда скорость К. лимитируется

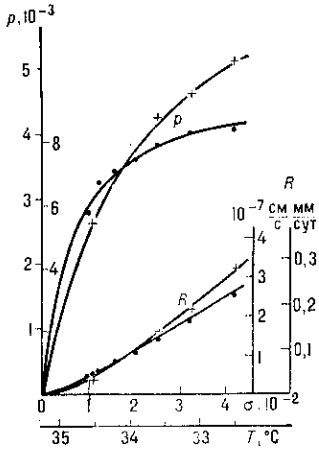


Рис. 11. Наклоны p вициналь-ных холмиков, образованных двумя разными дислокационными источниками, и задаваемые ими скорости роста грани R в зависимости от пересыщения σ.

поверхностными процессами, характерен для К. из перемешиваемых растворов, из газовой фазы и роста из перемешиваемого расплава кристаллов с высокой энтропией плавления.

Формы роста кристаллов (габитус) определяются анизотропией скорости К. и условиями тепло- и массопереноса. Кристаллы с шероховатыми поверхностями имеют обычно округлую форму. Атомно-гладкие поверхности проявляются в виде граней. Стационарная форма кристаллич. многогранника такова, что расстояние от центра до каждой грани пропорционально её скорости роста. В результате кристалл оказывается образованным гранями с мин. скоростями роста (грани с большими скоростями постепенно уменьшаются и исчезают). Они параллельны плоскостям с наиб. плотной упаковкой и наиб. сильными связями в атомной структуре кристалла. Поэтому кристаллы с цепочечной и слоистой структурой имеют игольчатую или таблитчатую форму. Анизотропия скоростей роста и, следовательно, форма роста кристалла в разл. фазах зависят от состава, T, ΔT и сильно меняются под действием поверхностно-активных примесей.

Из-за большой скорости поверхностных процессов К. переохлаждение ΔT на атомно-шероховатых поверхностях мало, т. е. $T = T_0$ (отсюда назв. и з о т е р м ы). Плотноупакованные грани с простыми индексами в случае неметаллов часто остаются сингулярными и появляются на округлом фронте К. в виде плос-

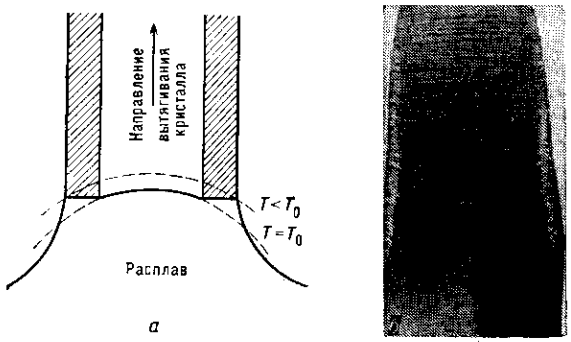


Рис. 12. Образование плоской грани на округлом фронте кристалла (кристалл вытягивается из расплава): *а* — осевое сечение кристалла с фронтом кристаллизации, вогнутым в сторону кристалла в центре и плоским по периферии; *б*—продольное сечение кристалла Si (периферич. область обогащена примесью).

кого среза в форме круга, эллипса или кольца (рис. 12, *а*) в зависимости от формы изотермы К. Темп-ра вдоль такой грани не постоянна и достигает минимума в точках, наиб. удалённых от изотермы $T = T_0$. В этих точках наивысшего переохлаждения генерируются слои, определяющие скорость роста грани. Поэтому стационарный размер грани тем больше, чем большее ΔT нужно для её роста со скоростью, равной скорости округлого фронта К. в направлении вытягивания кристалла. Шероховатые и гранные поверхности захватывают разные кол-ва примесей, и кристалл с сосуществующими гранными и шероховатыми формами вырастает неоднородным (рис. 12, *б*).

Если T в расплаве убывает по мере удаления от фронта К., то фронт неустойчив: случайно возникший на нём выступ попадает в область большего переохлаждения, скорость роста вершины выступа становится ещё больше и т. д. В результате плоский фронт распадается на прилегающие друг к другу пластинчатые или игольчатые кристаллы — в сечении, параллельном фронту, возникает полосчатая или ячеистая структура. Ячейки характерны для больших градиентов темп-ры и имеют обычно гексагональную форму независимо от симметрии кристалла (рис. 13). Неустойчивость не совместима с выращиванием совершенных монокристаллов, т. к. ведёт к захвату включений маточной среды. Сферич.

кристалл, растущий в переохлаждённом расплаве или растворе, сохраняет свою форму, пока его радиус не достигнет критич. значения, зависящего от радиуса критич. зародыша и скорости поверхностных процессов К. В дальнейшем развиваются выступы, и кристалл приобретает скелетную (рис. 14, *а*, *б*) или дендритную форму (рис. 14, *в*, *г*). Название последней связывается с появлением вторичных ветвей после достижения первичным выступом критич. длины.



Рис. 13. Схема ячеистой структуры фронта кристаллизации.

Примесь, отталкиваемая фронтом К. из расплава, скапливается перед ним и, меняя равновесную темп-ру К., вызывает т. н. концентрац. переохлаждение, увеличивающееся по мере удаления от фронта. Если равновесная темп-ра в расплаве увеличивается с расстоянием от фронта быстрее, чем истинная, то возникает **концентрационная неустойчивость**. Она исчезает при достаточно высоких отношениях градиента темп-ры на фронте К. к его скорости.

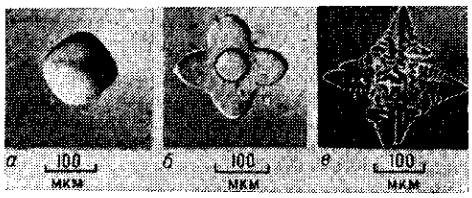


Рис. 14. Исходный округлый кристалл циклогексанола в расплаве (*а*), начальная стадия роста скелетного кристалла (*б*), дендрит (*в*), дендрит при большом переохлаждении (*г*).

Фронт К. из раствора всегда неустойчив, т. к. пересыщение σ увеличивается по мере удаления от растущей поверхности. Для ограпённых кристаллов характерно большое пересыщение около вершин и рёбер, причём перепад σ увеличивается с размером грани. При достаточно больших пересыщении и размере грани вершины становятся ведущими источниками ступеней роста, а в центр. частях граней возникают провалы — начинается скелетный рост (рис. 15). Ему способствуют нек-рые примеси. Неустойчивость К. из растворов подавляется интенсивным перемешиванием, снижением пересыщения, а иногда введением примесей.

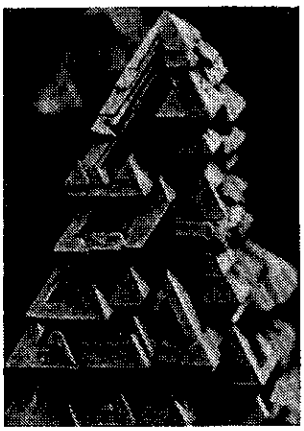


Рис. 15. Скелетный кристалл шпинели.

Захват примесей. Отношение концентраций примеси в кристалле и исходном веществе наз. **коэф. захвата** K. При $K<1$ К. ведёт к очистке от примеси кристалла, при $K>1$ — к очистке исходной среды, $K=1$ соответствует сохранению концентрации. Коэф. захвата разными гранями различны и не совпадают с термодинамич. равновесными, определяемыми диаграммой состояния. Поэтому состав кристалла отклоняется от термодинамически равновесного. Так, при лазерной или электронной импульсной рекристаллизации тонких приповерхностных слоёв Si со скоростями К. до неск. м/с концентрация примесей As, Sb, In, Bi в кристалле Si превосходит равновесную в 3—600 раз, причём подавляющее большинство примесных атомов находится в узлах решётки. Это связано, во-первых, со статистич. отбором: каждый узел решётки при К. окончательно заполняется тем или иным атомом после множества попыток (от 10^6—10^7 при скоростях $\sim 10^{-3}$ см/с и до 10 при скоростях $\sim$м/с). Во-вторых, в условиях быстрой К. не успевает протекать диффузия в расплаве.

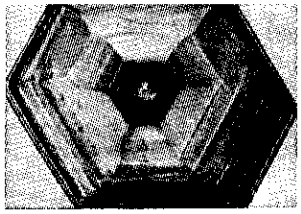


Рис. 16. Секториальное и зонарное строение кристалла алюмокалиевых квасцов.

Неравновесный захват примеси при послойном росте связан со статистич. отбором на ступенях, а также с тем, что даже равновесная концентрация примеси в поверхностном слое кристалла и торце ступени заметно отличается от объёмной. При достаточно быстром отложении слоёв следующий слой замуровывает предыдущий вместе с содержащейся в нём примесью. В результате каждая грань захватывает примесь в кол-ве, отвечающем концентрации в её поверхностном слое, и кристалл оказывается сложенным из секторов роста разных граней, с разл. концентрациями примесей и др. *дефектов* — возникает т. н. секториальное строение кристалла (рис. 16). Количество примеси, захватываемое при движении ступени по грани, зависит от ориентации этой ступени. Поэтому сектор роста данной грани, в свою очередь, разбивается на области, отложенные *вицинальми* разной ориентации с разным содержанием примеси (вицинальная секториальность, рис. 17).

Темп-ра и концентрация примеси на фронте К. из расплава флуктуируют из-за конвекции расплава и вращения кристалла и тигля в обычно слегка несимметричном тепловом поле. Соответствующие положения фронта К. отпечатываются в кристалле в виде полос (зонарное строение, рис. 16). Флуктуации темп-ры могут быть столь сильны, что рост кристалла сменяется плавлением и ср. скорость оказывается на порядок меньше мгновенной. Интенсивность конвекции и амплитуда полосчатости уменьшаются при выращивании кристаллов в невесомости.

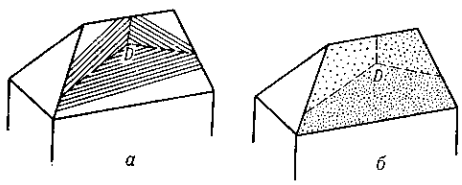


Рис. 17. Вицинальный холмик, образованный на грани ступенями трёх разных ориентаций вокруг краевой дислокации D(*а*). Разные склоны холмика захватывают разные количества примеси (*б*).

Образование дефектов. Посторонние газы, растворимые в растворах и расплавах лучше, чем в кристаллах, выделяются на фронте К. Пузырьки газа захватываются растущим кристаллом, если они превышают критич. размер, убывающий с увеличением скорости роста (аналогично захватываются твёрдые частицы). При К. в невесомости конвективный отвод пузырьков от фронта К. затруднён и кристалл обогащается газовыми включениями. Специально создавая пузырьки, получают **пеноматериалы**. Реальные кристаллы всегда имеют зонарно и секториально распределённые примеси, к-рые изменяют параметр решётки, что вызывает внутр. напряжения, дислокации и трещины. Последние возникают также из-за несоответствия параметров решёток затравки (подложки) и нарастающего на ней кристалла. Источниками внутр. напряжений и дислока-

ций являются также включения маточной среды и посторонних частиц.

При К. из расплава дислокации возникают из-за термоупругих напряжений, вызванных нелинейным распределением темп-ры; при охлаждении уже выросших частей кристалла снаружи; при линейном распределении темп-ры вдоль нормали к достаточно протяжённому фронту К., если свободный температурный изгиб кристалла невозможен; наследованием из затравки. Поэтому выращивание бездислокационных кристаллов Si, GaAs, IP начинают с затравок малого диаметра и ведут в максимально однородном температурном поле. Кристаллы могут содержать петли дислокаций размером меньше 1 мкм. Петли образуются как контуры дискообразных скоплений (к л а с т е р о в) межузельных атомов (или вакансий), возникших в результате распада пересыщенного *твёрдого раствора* при охлаждении выросшего кристалла. Атомы примеси могут быть центрами зарождения кластеров.

Массовая К. При определ. условиях возможен одноврем. рост множества кристаллов. Спонтанное массовое появление зародышей и их рост происходят, напр., при затвердевании отливок металлов. Кристаллы зарождаются прежде всего на охлаждаемых стенках изложницы, куда заливается перегретый металл. Зародыши на стенках ориентированы хаотично, однако в процессе роста «выживают» те из них, у к-рых направление макс. скорости роста перпендикулярно стенке (геометрич. отбор кристаллов). В результате у поверхности возникает т. н. с т о л б ч а т а я з о н а, состоящая из узких кристаллов, вытянутых вдоль нормали к поверхности.

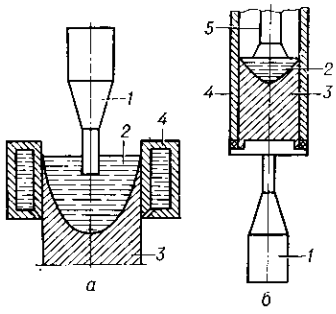
Массовая К. в растворах начинается либо на спонтанно возникших зародышах, либо на специально введённых затравках. Сталкиваясь в перемешиваемом растворе между собой, со стенками сосуда и мешалкой, кристаллики разрушаются и дают начало новым центрам К. (вторичное зарождение). Причиной вторичного зарождения могут быть также мелкие обломки нависающих над гранью слоёв, «запечатывающих» плоские параллельные грани, включения маточного раствора. В металлургии используют сильные конвективные потоки, обламывающие дендритные кристаллы и разносящие центры К. по всему объёму, иногда применяют УЗ-дробление растущих кристаллов. Массовой К. очищают вещества от примеси ($K<1$). Массовая К. из газовой фазы (в т. ч. из плазмы) используется для получения ультрадисперсных порошков с размерами кристалликов до 10^{-6} см и менее. Необходимые для этого высокие переохлаждения достигаются резким охлаждением пара смеси химически реагирующих газов или плазмы. Известен способ массовой К. капель, кристаллизующихся во время падения в охлаждаемом газе.

Лит.: Выращивание кристаллов из растворов, 2 изд., Л., 1983; Л е м м л е й н Г. Г., Морфология и генезис кристаллов, М., 1973; Л о д и з Р. А., П а р к е р Р. Л., Рост монокристаллов, пер. с англ., М., 1974; Проблемы современной кристаллографии, М., 1975; Современная кристаллография, т. 3, М., 1980; Ч е р н о в А. А., Физика кристаллизации, М., 1983; Г е г у з и н Я. Е., К а г а н о в с к и й Ю. С., Диффузионные процессы на поверхности кристалла, М., 1984; М о р о х о в И. Д., Т р у с о в Л. И., Л а п о в о к В. Н., Физические явления в ультрадисперсных средах, М., 1984; С к р и п о в В. П., К о в е р д а В. П., Спонтанная кристаллизация переохлажденных жидкостей, М., 1984.

А. А. Чернов.

КРИСТАЛЛИЗА́ЦИЯ УЛЬТРАЗВУКОВА́Я — процесс *кристаллизации* под действием УЗ-колебаний, изменяющих условия зарождения и роста кристаллов и позволяющих получать измельчённую структуру поликристалла с улучшенными физ.-механич. свойствами. УЗ оказывает влияние на кристаллизацию почти всех веществ, однако наиб. практич. применение К. у. получила при произ-ве слитков и фасонных отливок из металлов и сплавов.

Механизм К. у. зависит от интенсивности УЗ, условий его введения в кристаллизующийся расплав, чистоты жидкого металла по твёрдым примесям и т. д.; в частности, он связан с интенсификацией тепломассообмена в УЗ-поле. При введении УЗ-колебаний высокой интенсивности непосредственно в жидкую часть слитка (рис., *а*) возникает возможность активного воздействия на расплав в предкристаллизац. период. Поглощение акустич. энергии, интенсивное развитие кавитации и *акустических течений* в расплаве приводят к дополнит. нагреву жидкой фазы на 10—15 °С и активации (смачиванию) нерастворимых примесей, в обычных условиях не участвующих в процессе К. у. Перегрев расплава устраняет возможность объёмной К. у. и переносит зону зарождения и роста кристаллов непосредственно к фронту К. у., где активация примесей создаёт избыток активных центров кристаллизации. Такое изменение условий зарождения и роста кристаллов позволяет при непрерывном литье лёгких сплавов сформировать сверхтонкую (измельчённую) структуру — т. н. не-



Принципиальные схемы введения ультразвука в расплав: *а* — при кристаллизации лёгких сплавов методом непрерывного литья; *б* — при вакуумно-дуговом переплаве тугоплавких металлов; *1* — источник ультразвука; *2* — жидкая часть слитка; *3* — слиток (отливка); *4* — кристаллизатор (форма); *5* — расходуемый электрод.

дендритную. Полученная структура не имеет дендритного строения, и каждое её зерно по размеру равно дендритной ячейке слитка, отлитого в тех же условиях, но без применения УЗ. Слитки на основе алюминия с недендритной структурой отличаются тонким строением границ зёрен, повышенной плотностью, малым содержанием водорода, следствием чего являются высокая технологич. пластичность. Изделия, изготовленные из таких слитков деформированием, наследуют измельчённую структуру и улучшенные физ.-механич. свойства (пластичность, вязкость разрушения и т. п.).

Если УЗ высокой интенсивности вводится в расплав через затвердевшую часть слитка (рис., *б*), кавитац. воздействие на фронт К. у. вызывает обламывание ветвей растущих дендритных кристаллов и вынос обломков твёрдой фазы акустич. потоками в объём жидкой части слитка, увеличивая тем самым число центров К. у. и вызывая переохлаждение расплава. При этом измельчение литого зерна, как правило, сопровождается укрупнением дендритных веточек.

Лит.: К а п у с т и н А. П., Влияние ультразвука на кинетику кристаллизации, М., 1962; Э с к и н Г. И., Ультразвуковая обработка расплавленного алюминия, 2 изд., М., 1988; А б р а м о в О. В., Кристаллизация металлов в ультразвуковом поле, М., 1972.

Г. И. Эскин.

КРИСТАЛЛИ́ТЫ — мелкие монокристаллы, не имеющие ясно выраженной огранки. К. являются кристаллич. зёрна в металлич. слитках, горных породах, минералах, поликристаллич. образованиях и др. См. *Поликристаллы.*

КРИСТАЛЛИ́ЧЕСКАЯ РЕШЁТКА — присущее *кристаллам* регулярное расположение частиц (атомов, их ядер, ионов, молекул, электронов), характеризующееся периодич. повторяемостью в трёх измерениях. Для описания К. р. достаточно знать размещение частиц в элементарной ячейке, повторением к-рой путём параллельных переносов (трансляций) образуется структура кристалла. Элементарная ячейка К. р. имеет форму параллелепипеда, построенного на векторах a_1, a_2, a_3. Она может быть выбрана разл. способами (рис.). Существование К. р. объясняется тем, что равновесие сил притяжения и отталкивания между атомами, соответствующее минимуму потенц. энергии системы, достигается при условии трёхмерной периодичности.

К. р. характеризуется трёхмерно-периодич. пространственной системой T точек (рис.), лежащих на концах векторов a_1, a_2, a_3, при этом трансляции

$$t_{p_1p_2p_3} = p_1a_1 + p_2a_2 + p_3a_3, \quad p_i = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots, \quad (1)$$

и если описывать каждую точку δ-функцией, равной 1 в точке и 0 вне её, то К. р. может быть записана как

$$T(r) = \sum \delta(r - t_{p_1p_2p_3}). \quad (2)$$

Расположение всех частиц, составляющих К. р., описывается т. н. фёдоровскими *пространственными группами симметрии* кристаллов G_3^3, каждая из к-рых содержит подгруппу трёхмерных трансляций $T_3 \subset G_3^3$. По симметрии К. р. и центрированности граней элементарной ячейки различают 14 типов К. р.— типов *Браве решёток*.

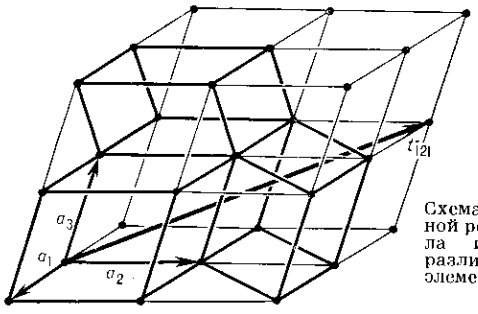


Схема пространственной решётки кристалла и возможность различного выбора элементарной ячейки.

Строго говоря, термин «К. р.» совпадает с термином *пространственная решётка* и означает трёхмерную периодичность, присущую атомному строению кристаллов. В более широком смысле термин «К. р.» употребляется для описания структуры кристаллов вообще. Конкретное расположение атомов в кристаллах наз. *кристаллической структурой* (хотя часто для этого используют термин «К. р.», напр. «К. р. NaCl» или «К. р. нафталина» и т. п.). Если расположение атомов (электронную плотность) внутри одной элементарной ячейки кристалла задать ф-цией $\rho_{яч}(r)$, то бесконечная трёхмерная кристаллич. структура $\rho_{кр}(r)$ запишется так:

$$\rho_{кр}(r) = \rho_{яч}(r) * T(r), \quad (3)$$

$*$ — знак свёртки, «размножения» одной элементарной ячейки $\rho_{яч}$ около каждой точки К. р. $T(r)$. Структура реального кристалла отличается от идеализиров. схемы, описываемой понятием «К. р.», тем, что всегда имеются разл. рода дефекты, нарушающие идеальную периодичность,— примесные атомы, вакансии, дислокации и т. д.; их необходимо учитывать, т. к. многие физ. свойства существенно зависят от этих несовершенств.

Б. К. Вайнштейн.

КРИСТАЛЛИ́ЧЕСКАЯ СТРУКТУ́РА — расположение атомов, ионов, молекул в кристалле. Кристалл с определ. хим. ф-лой имеет присущую ему К. с. ,обладающую трёхмерной периодичностью — *кристаллической решёткой*. Термин «К. с.» употребляют вместо термина «кристаллич. решётка», когда речь идёт об энергии решётки, динамике решётки, о решётке как конкретной структуре того или иного хим. соединения, об описании атомного строения конкретных соединений и их модификаций. Геом. описание конкретной К. с. состоит в указании координат центров атомов в элементарной ячейке кристалла, что позволяет определять межатомные расстояния и тем самым изучать геом. особенности К. с.

Осн. методами исследования К. с. являются дифракционные — *рентгеновский структурный анализ*, *нейтронография*, *электронография*. Дифракционные методы дают непрерывное, усреднённое по времени и по всему объёму кристалла распределение рассеивающей материи в элементарной ячейке К. с. Методами рентг. анализа получают распределение электронной плотности ρ в кристалле, к-рое рассчитывается как ряд Фурье:

$$\rho(r) = \frac{1}{\Omega} \sum_{hkl} F_{hkl} \exp[-2\pi i(hx + ky + lz)], \quad (1)$$

где x, y, z — координаты в элементарной ячейке, Ω — её объём, F_{hkl} — коэф. Фурье, наз. структурными амплитудами. Распределение электронной плотности ρ_0 в ячейке можно приближённо представить как сумму электронных плотностей атомов $\rho_{ат}(r_i)$:

$$\rho_0(r) = \sum_i^h \rho_{ат\,i}(r - r_i), \quad (2)$$

где $\rho_{ат\,i}$ — усреднённые во времени, т. е. размазанные тепловым движением, распределения электронов в атоме. Максимумы (1) соответствуют атомам — сгусткам электронной плотности, что позволяет найти координаты их центров $r_i(x_i, y_i, z_i)$ и создать геом. модель, установив межатомные расстояния с точностью до 0,0001—0,00001 нм.

В нейтронографии аналогично (1) по амплитудам ядерного рассеяния кристалла $F_{нейтр}$ определяют распределение ядерной плотности $n(r)$ ячейки, т. е. вероятностное, размазанное тепловым движением распределение ядер (см. *Нейтронография структурная*). При наличии у атомов магн. момента нейтронографически определяют магн. К. с.— распределение спиновой плотности (см. *Магнитная нейтронография*). В электронографии по амплитудам $F_{эл}$ согласно (1) определяют распределение электростатич. (суммарного — ядер и электронов) потенциала $\varphi(r)$. Положение максимумов всех трёх распределений совпадает — это и есть среднее во времени положение центров атомов (ядер) в элементарной ячейке.

Геометрическая модель. Для создания геом. модели К. с. необходимо: знание параметров элементарной ячейки (параллелепипеда повторяемости) структуры — в общем случае длин её рёбер a, b, c и углов α, β, γ; указание симметрии К. с., т. е. принадлежности её к одной из 230 пространственных групп (см. *Симметрия кристаллов*) и тем самым — типу *Браве решётки*; указание координат всех химически различных атомов и симметрии их позиций. Для этого достаточно знать координаты атомов в симметрически независимой части ячейки, из к-рых можно с учётом операций пространственной группы вывести положение всех атомов К. с. На этой основе рассчитываются межатомные расстояния, взаимная координация атомов и др. геом. характеристики К. с. Графически К. с. изображают расположением атомов («шариков») в элементарной ячейке (рис. 1, *а*). Крупными соприкасающимися «шарами» в случае необходимости можно показать контакты атомов в плотноупакованных неорганич. (рис. 1, *б*) или молекулярных структурах. Для изображения ионных К. с. часто пользуются полиэдрами, в вершинах к-рых находятся анионы, в центрах — катионы (рис. 1, *в*).

Геом. анализ К. с. позволил развить целый ряд обобщений и законов атомной структуры кристаллов— представления об атомных радиусах, о типах хим. связи в кристаллах (ионной, ковалентной, металлической, ван-дер-ваальсовой, водородной), правила плотнейшей упаковки атомов и молекул в К. с., связи К. с. со свойствами кристаллов (см. *Кристаллохимия*). Анализ К. с. и её симметрии служит отправным пунктом расчётов энергетич. спектра, истолкования физ. свойств кристалла (см. *Кристаллофизика*).

Изучено более 100 тыс. К. с. разл. веществ, из них ок. 20 тыс. неорганич. К. с. элементов, разл. соединений, минералов, остальную — большую часть — составляют органич. К. с. Периоды решётки разл. кристаллов составляют от долей до сотен нм (табл.). Рентгеноструктурный анализ К. с. органич. соединений есть наиб. точный и достоверный метод определения прост-

Параметры элементарных ячеек некоторых кристаллов

Типы кристаллов	Периоды элементарной ячейки, нм	Число атомов в элементарной ячейке
Химические элементы, простейшие соединения	0,5—1,0	~10
Неорганические и простые молекулярные соединения	1,0—2,0	до сотен
Сложные органические соединения	2,0—4,0	до тысяч
Белки	до 10—30	10^3—10^5
Вирусы	до 200	10^6—10^9

раственного и хим. строения составляющих их молекул. Изучено неск. сотен К. с. сложнейших веществ биол. происхождения: белков, нуклеиновых кислот, вирусов (см. *Биологический кристалл*). Существуют международные ЭВМ-банки данных, описывающие все неорганич., органич. и биологич. К. с.

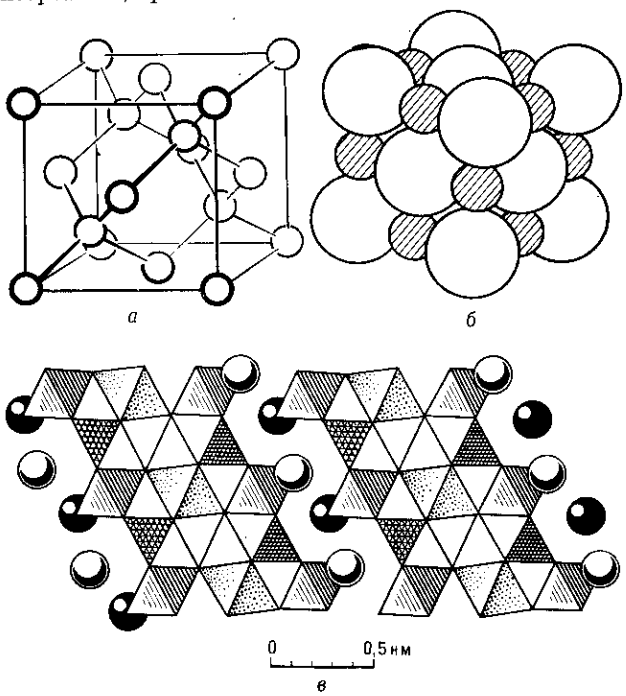


Рис. 1. Модели кристаллических структур: *а* — алмаз, *б* — хлористый натрий NaCl, *в* — бафертисит $BaFe_2Ti(Si_2O_7)O(OH)$.

Совр. прецизионные дифракционные методы позволяют, кроме координат атомов (геом. модели), определять др. характеристики К. с.

Тепловые колебания атомов. Амплитуда тепловых колебаний атомов, приблизительно обратно пропорциональная силам хим. связей между атомами в К. с., обратно пропорциональна массе атомов и прямо пропорциональна темп-ре T. В первом приближении сферически симметричных (изотропных) колебаний вероятность $w(\boldsymbol{r})$ нахождения центров атомов на расстоянии $\boldsymbol{r}$ от идеальной позиции описывают гауссовским распределением

$$w(\boldsymbol{r}) = (2\pi\overline{u^2})^{-3/2} \exp(-\boldsymbol{r}^2/2\overline{u^2}),$$

где $\overline{u^2}$ — среднеквадратичное смещение атома. Величины $\overline{u^2}$ определяются экспериментально по спаду интенсивностей дифракционных отражений. В общем случае анизотропных колебаний $w(\boldsymbol{r})$ каждого атома характеризуется тремя параметрами $\sqrt{\overline{u_1^2}}$, $\sqrt{\overline{u_2^2}}$, $\sqrt{\overline{u_3^2}}$ полуосей эллипсоида тепловых колебаний и тремя углами, задающими ориентацию эллипсоида (рис. 2, *а*) (это определяет 6 компонент симметричного тензора 2-го ранга). Обычно изображают эллипсоид, соответствующий тому, что интеграл по $w(\boldsymbol{r})$ внутри него равен 0,5, тогда полуоси эллипсоида равны $1{,}54\sqrt{\overline{u_i^2}}$. Величины $\sqrt{\overline{u^2}}$ в К. с. колеблются от 0,005—0,015 нм (ковалентные неорганич. кристаллы, металлы, неорганич. соединения) и до 0,02—0,03 нм для органич. кристаллов, в к-рых ван-дер-ваальсовы связи между молекулами слабы. В колебаниях атомов органич. кристаллов можно выделить колебания молекулы как целого и внутримолекулярные атомные колебания. Для алмаза $\sqrt{\overline{u^2}}=0{,}002$ нм. При повышении темп-ры перед плавлением $\sqrt{\overline{u^2}}$ достигает прибл. 0,1 от межатомных расстояний и К. с. становится неустойчивой, происходит переход в жидкость.

Экспериментально можно детально определить ангармонизм тепловых колебаний атомов К. с., описываемый тензорами более высокого ранга. Поверхность, характеризующая колебания, уже не является трёхосным гауссовым эллипсоидом и не имеет центра симметрии. Параметры ангармонизма позволяют связать характер колебаний атомов с акустич., сегнетоэлектрич. свойствами кристаллов, указать возможные смещения атомов при фазовых переходах в высокотемпературные модификации К. с. Частоты колебаний атомов в К. с. составляют порядка 10^{12} Гц, их определяют спектроскопич. методами, методом *неупругого рассеяния нейтронов* (см. *Колебания кристаллической решётки*).

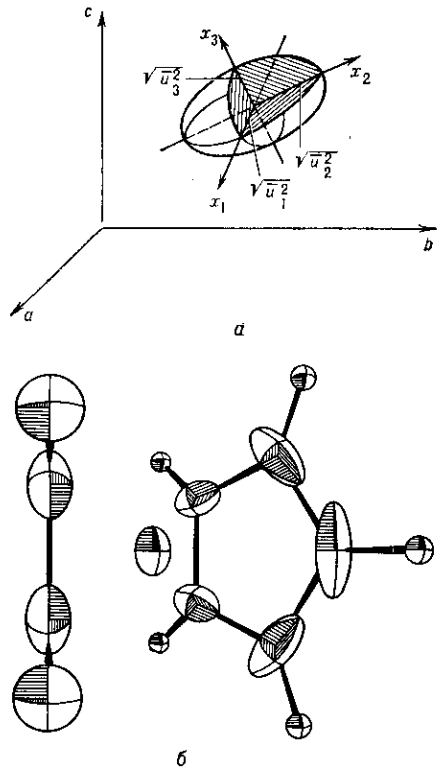


Рис. 2. Эллипсоиды тепловых колебаний атомов в решётке: *а* — общий случай произвольной ориентации; *б* — анизотропия колебаний в структуре, μ — ацетилена — bis-циклопентадиена никеля при 300К. Слева — молекулы ацетилена, справа — циклопентадиена.

Вычитая из наблюдаемого распределения $\rho(\boldsymbol{r})$ (1) распределение $\rho_0(\boldsymbol{r})$ (2), можно найти деформационную

электронную плотность кристаллической структуры.

$$\delta\rho_{деф}(r) = \rho(r) - \rho_0(r). \quad (3)$$

Дело в том, что выражение (2) является суммой свободных «проатомов» К. с., размазанных тепловым движением, электронная плотность к-рых не изменена вследствие образования хим. связи в К. с., а выражение (1) соответствует электронной плотности кристалла, в к-рой все эти связи образовались. Несмотря на то, что значения $\delta\rho_{деф}$ невелики, они позволяют выявить ряд тонких деталей К. с. (рис. 3). Так, появление максимума $\delta\rho_{деф}$ на месте «проатома» показывает на излишек

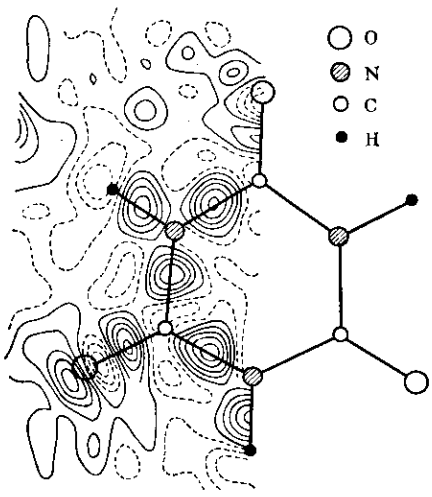


Рис. 3. Деформационная электронная плотность циануровой кислоты. Пики на связях $\delta\rho_{деф}$ — валентные связывающие электроны, около атома O — неподелённая электронная пара.

электронов в нём, т. е. что этот атом заряжен отрицательно, т. к. является анионом, а появление минимума — что он является катионом; по величине $\delta\rho_{деф}$ можно оценить степень ионизации. В ионных К. с. электроны перераспределяются между атомами, но в «межатомном пространстве» практически $\rho=0$. В металлич. К. с. часть электронов атомов обобществлена и образует равномерную электронную плотность межатомного пространства. В ковалентных кристаллах $\delta\rho_{деф}$ отчётливо выявляет пики $\delta\rho$ между атомами, соответствующие парам электронов, образующих ковалентную связь. В молекулярных кристаллах фиксируются пики $\delta\rho_{деф}$, соответствующие неподелённым электронным парам атомов (рис. 3). Математич. обработка $\rho(r)$ и $\delta\rho_{деф}$ позволяет находить распределение электростатич. потенциала электронов, потенциальную энергию, градиент поля на атомах и т. п. С помощью электронографии можно находить суммарный (ядер и электронов) деформац. потенциал атомов $\delta\varphi$ и определять их заряд.

Дефекты. К. с., в к-рой все позиции заполнены атомами, наз. идеальной К. с. Однако в действительности К. с. имеет ряд дефектов — точечных (смещения атомов из идеальных позиций, замещение этих атомов атомами примеси, вакансии, атомы внедрения и т. п.), линейных и двумерных (дислокации, ошибки в наложении слоёв и т. п.) (см. *Дефекты* в кристаллах). Если количество точечных дефектов велико, можно фиксировать среднее по всем ячейкам изменение $\delta\rho$ электронной плотности К. с., напр. в рубине Al_2O_3+0,05% Cr, где Cr замещает позиции Al. В структурах твёрдых растворов вычитания или внедрения анализ $\delta\rho$ даёт сведения о заселённости атомами тех или иных позиций.

Наряду с кристаллич. веществами, в к-рых атомы колеблются около фиксиров. положений равновесия, существуют кристаллы, в к-рых отд. атомы, их группировки или целые молекулы статистически занимают разл. положения (см. *Твёрдые растворы*). Тепловое движение молекул в нек-рых кристаллич. структурах таково, что при сохранении положения центра тяжести они могут быть в состоянии сферич. или цилиндрич. вращения. В нек-рых кристаллах при наличии жёсткого трёхмерно-периодич. каркаса структуры из одних атомов нек-рые ионы могут свободно мигрировать, перетекать по каналам каркаса (см. *Ионные суперпроводники*). Пути миграции заряженных ионов фиксируются распределением $\delta\rho_{деф}$. Аналогично в каркасных К. с., напр. цеолитах, внутри пустот могут находиться молекулы органич. веществ, также фиксируемые по $\delta\rho$.

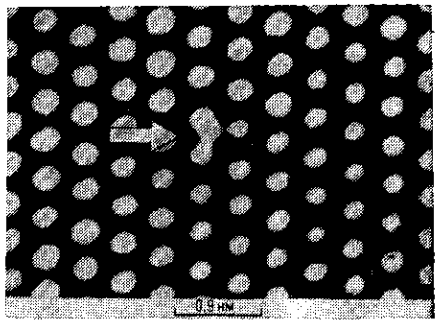


Рис. 4. Электронно-микроскопическое изображение атомной структуры кластера фосфора в кремнии.

Конкретное расположение дефектов в реальной К. с. исследуется также методами рентгеновской и нейтронной топографии, электронной микроскопии (рис. 4) и др.

Сложные К. с. Наряду с идеальными трёхмерно-периодич. К. с. существуют др. типы кристаллич. упорядоченности атомов. Так, в сверхструктурах на «фоне» правильной трёхмерной решётки наблюдается дополнит. упорядоченность с периодами, кратными одному или двум периодам идеальной К. с., обязанная, напр., распределению магн. моментов атомов, электрич. диполей и т. п. Иногда период такой сверхструктуры не кратен периоду основной решётки, и тогда К. с. наз. несоразмерной. К. с. с периодическими в к.-л. направлении включениями инородных атомов наз. модулированными. Искусственно приготовляемые в микроэлектронике гетероструктуры, напр. AlAs—GaAs, имеют общую, одну и ту же кристаллич. решётку (в смысле равенства периодов), но в них чередуются слои то одного, то другого состава (рис. 5). Существуют К. с. (напр., слоистые силикаты) с неупорядоченным наложением двух или более сортов слоёв фи-

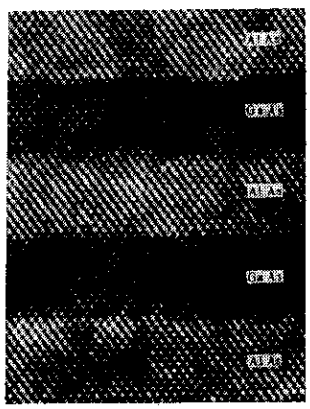


Рис. 5. Электронная микрофотография расположения атомов в гетероструктуре AlAs—GaAs (увеличение $\sim 10^6$).

ксиров. строения, напр. структуры из сочленённых «лент» или «колонок» фиксиров. состава. Всё это — фактически когерентное сцепление в едином кристалле на атомном уровне микроучастков разл. К. с.

Более сложные нарушения упорядоченности, приводящие к частичной или полной потере осн. признака К. с.— дальнего порядка (см. *Дальний и ближний порядок*), наблюдаются в структуре полимеров, жидких кристаллов, *квазикристаллов*.

К. с. конкретных веществ классифицируются по симметрии и типу хим. связей. Многие вещества разного

хим. состава, но с одинаковым соотношением числа атомов имеют геометрически подобные К. с., что наз. изоструктурностью (напр., MgO и TiN — структурный тип NaCl). Из симметрии К. с. можно предсказать возможные в данном кристалле физ. свойства. Количественные характеристики разных свойств, например упругих, оптических, электрических и т. п., можно увязать с конкретным расположением атомов в К. с., а иногда и прямо рассчитать из К. с. (см. *Кристаллы*).

Лит.: Structure reports. Publ. for the Intern. Union of Crystallography, Utrecht, 1951—87—; Molecular structures and dimensions. Bibliography, ed. by O. Kennard and D. Watson, v. 1—15, Utrecht, 1971—84; Современная кристаллография, т. 2, М., 1979; Нейтроны и твердое тело, т. 2, М., 1981; Вайнштейн Б. К., Структурная классификация состояний вещества, в кн.: Кристаллография и кристаллохимия, М., 1986; Уэллс А., Структурная неорганическая химия,пер. с англ., т. 1, М., 1987. *Б. К. Вайнштейн.*

КРИСТАЛЛОАКУ́СТИКА — раздел физ. акустики, в к-ром изучаются законы распространения акустич. волн в кристаллах и взаимодействия волн с разл. видами возбуждений в кристаллах (электронами, спинами, *дефектами решётки и др.*). В К. обычно используются дефектами решётки и др.). В К. обычно используются волны УЗ- и гиперзвукового диапазонов. В кристалле скорость распространения *упругих волн*, их поляризация и поглощение зависят от направления распространения относительно кристаллографич. осей. Вследствие этого направление потока звуковой энергии в кристалле в общем случае не совпадает с нормалью к волновому фронту, т. е. перемещение фазы волны и её энергии происходит вдоль разл. направлений. Для многих кристаллов характерно существование выделенных направлений, вдоль к-рых преим. распространяется энергия звуковых колебаний. В анизотропной среде усложняются картина отражения и преломления звука, характер нелинейного взаимодействия УЗ-волн и др.

Описанные эффекты характерны и для *поверхностных акустических волн*, упругая анизотропия к-рых сказывается на их структуре: в зависимости от среза кристалла и от направления распространения поверхностной волны в плоскости этого среза изменяются характер движения частиц среды в волне вблизи границы кристалла (форма траекторий, их ориентация относительно поверхности кристалла) и глубина проникновения волны в глубь кристалла.

Особенностью распространения упругих волн в кристаллах является их взаимодействие с разл. подсистемами (макроскопическими электрич. и магн. полями, электронами, спинами и др.) кристаллов. Так, в кристаллах, обладающих пьезоэффектом, распространение акустич. волны сопровождается образованием переменного электрич. поля, движущегося вместе с волной деформации; в полупроводниках и металлах волна деформации вызывает движение и перераспределение свободных носителей (см. *Акустоэлектронное взаимодействие*); в магн. кристаллах упругая волна сопровождается волной переменного магн. поля, обусловленного магнитострикцией, и т. д. Для всех типов кристаллов характерно взаимодействие УЗ-волн с дефектами кристаллич. структуры, в первую очередь с *дислокациями*. Взаимодействие механич. деформаций с разл. подсистемами в значит. степени определяет поглощение УЗ, механизмы акустич. нелинейности, анизотропию скорости звука и даже обусловливает возникновение в кристаллах новых типов волн, как объёмных (связанные *магнитоупругие волны* в магн. кристаллах), так и поверхностных.

Распространение упругих волн в анизотропной среде. Эффекты упругой анизотропии в К. обычно описываются применительно к распространению в кристалле плоских волн. Фазовая скорость упругих волн определяется тензором модулей упругости C_{ijlm}, устанавливающим в линейном приближении связь между упругими напряжениями σ_{ij} и вызвавшими их деформациями u_{lm}:

$$\sigma_{ij}=C_{ijlm}u_{lm}. \qquad (1)$$

Тензор C_{ijlm} симметричен относительно перестановки пар индексов ij и lm, а также относительно перестановки индексов внутри каждой пары. В общем случае он имеет 21 независимую компоненту, однако вследствие симметрии кристалла число независимых и неравных нулю компонент может быть меньше.

Направление распространения плоской волны задаётся волновой нормалью — единичным вектором $\boldsymbol{n}$, параллельным волновому вектору $\boldsymbol{k}$ и нормальным волновому фронту. Компоненты вектора смещений $\boldsymbol{u}$ связаны между собой вытекающими из ур-ний движения упругой анизотропной среды ур-ниями Грина — Кристоффеля:

$$\rho c^2 u_i-\Gamma_{ij}u_j=0, \qquad (2)$$

где $\Gamma_{ij}=C_{ijlm}n_ln_m$ — упругий тензор Грина — Кристоффеля, $c(\boldsymbol{n})$ — фазовая скорость акустич. волны, распространяющейся в направлении $\boldsymbol{n}$, ρ — плотность кристалла. Фазовая скорость определяется из условия

$$\det|\rho c^2\delta_{ij}-\Gamma_{ij}|=0 \qquad (3)$$

(δ_{ij} — символ Кронекера), а ур-ния (2) задают направление колебат. движения частиц среды в волне, т. е. поляризацию акустич. волны. В общем случае вдоль произвольного направления в кристалле могут распространяться 3 упругие волны с разл. фазовыми скоростями и со взаимно ортогональными векторами поляризации. В отличие от изотропной среды разделение акустич. волн на продольные и поперечные в кристаллах, в общем случае, невозможно, поскольку направления колебаний, как правило, не совпадают с направлением распространения и не ортогональны ему. Тем не менее *принята следующая классификация упругих волн в* кристаллах. Волна, вектор колебат. смещения к-рой составляет наим. угол с направлением распространения, наз. квазипродольной QL. Две другие волны, направления колебаний в к-рых почти перпендикулярны направлению распространения, наз. квазипоперечными QT; последние часто классифицируют дополнительно по величине их фазовой скорости, выделяя быстрые FT и медленные ST квазипоперечные волны.

Особые направления в кристаллах. В кристаллах имеются особые направления — продольные и поперечные нормали и оси. Продольной нормалью наз. направление, вдоль к-рого распространяется чистопродольная волна, а две другие волны обязательно поперечны. Поперечная нормаль представляет собой направление, вдоль к-рого распространяется лишь одна чистая волна — поперечная T, поляризация двух других — QL и QT — геометрически ничем не выделена. Др. типом особых направлений являются акустич. оси — направления, для к-рых скорости обеих квазипоперечных волн совпадают. Вдоль акустич. оси в кристалле распространяется множество квазипоперечных волн, имеющих одну и ту же фазовую скорость, но различающихся векторами поляризации; их ориентация произвольна в плоскости, перпендикулярной вектору поляризации квазипродольной волны. Помимо линейно поляризованных волн вдоль акустич. осей могут распространяться также волны с более сложной поляризацией — циркулярно или эллиптически поляризованные волны, их вектор смещения в каждой точке пространства вращается в плоскости колебаний, описывая круг или эллипс. Наконец, вдоль акустич. оси распространяются чистопродольная волна и множество чистопоперечных волн, то такое направление наз. продольной акустич. осью.

Все направления, связанные с элементами симметрии кристалла, являются особыми. Продольными нормалями являются оси симметрии и направления, перпендикулярные плоскостям симметрии. Для осей 3-го, 4-го и 6-го порядков скорости обеих поперечных волн совпадают, так что эти направления представляют собой продольные акустич. оси. Все направления, лежащие

в плоскости симметрии, и направления в плоскостях, перпендикулярных осям симметрии чётных (2-го, 4-го или 6-го) порядков, являются поперечными нормалями, причём векторы колебаний чистопоперечных волн перпендикулярны плоскости распространения. Ориентация продольных и поперечных нормалей, а также акустич. осей может и не быть связанной с направлениями высокой симметрии. Так, напр., в триклинных кристаллах, где оси и плоскости симметрии отсутствуют, обязательно существуют продольные нормали и акустические оси.

Характеристические поверхности. Фазовые скорости упругих волн в кристаллах зависят от направления распространения. Наглядно такая зависимость представляется с помощью поверхности, образованной концами векторов фазовых скоростей для всевозможных направлений распространения. Поверхность фазовых скоростей состоит из трёх полостей, каждая из к-рых отвечает одному из типов упругих волн. Полость, отвечающая квазипродольным волнам, охватывает полости, соответствующие квазипоперечным волнам, не имея, как правило, с ними общих точек. Полости квазипоперечных волн пересекаются (или касаются) либо в отд. точках, либо вдоль линий; совокупность таких общих точек определяет направления акустич. осей в кристалле. Форма поверхности скоростей передаёт симметрию упругих свойств кристалла — наличие и положение осей и плоскостей симметрии. В изотропной среде поверхность скоростей превращается в две концентрич. сферы, причём две поверхности, отвечающие поперечным волнам разл. поляризации, сливаются в одну сферу. В кристаллах поверхности скоростей представляют собой сложные геом. образы, поэтому на практике используют сечения таких поверхностей плоскостями разл. ориентации, обычно связанными с элементами симметрии кристалла (рис. 1).

Чаще в К. используются две др. характеристич. поверхности: поверхность волновых векторов и поверхность медленностей (поверхность обратных скоростей или поверхность рефракции). Поверхность волновых векторов образуется концами векторов $k=\omega n/c(n)$, проведённых из начала координат во всех направлениях и отвечающих одному и тому

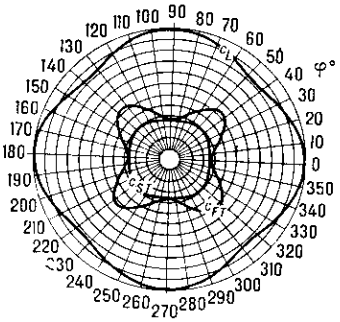


Рис. 1. Анизотропия фазовых скоростей продольной c_L и поперечных c_{FT} и c_{ST} упругих волн в плоскости (100) кристалла германата висмута.

же значению круговой частоты ω. В пространстве волновых векторов эта поверхность описывается ур-нием $\omega(k)=\text{const}$. Поверхность медленностей, образованная концами векторов $n/c(n)$, отличается от поверхности волновых векторов лишь масштабным множителем $1/\omega$. Поверхность волновых векторов, так же как и поверхность скоростей, состоит из трёх полостей, отвечающих упругим волнам разл. поляризации.

Перенос акустической энергии в кристалле. При распространении плоской волны в анизотропной среде поток энергии отклоняется от волновой нормали. Скорость переноса энергии определяется вектором лучевой скорости c_g, равным отношению средней по времени плотности потока энергии I к средней плотности энергии W в волне: $c_g=I/W$. Понятие лучевой скорости играет ключевую роль в К., поскольку реально в среде распространяются не бесконечные волны, а пучки конечной апертуры, поэтому направления их распространения задаются переносом энергии, а не фазы (рис. 2). Лучевая скорость c_g совпадает с групповой скоростью $\partial\omega/\partial k$, понятие к-рой вводится, когда акустич. пучок рассматривается как совокупность плоских волн, слегка отличающихся направлениями волновых нормалей. Компоненты вектора лучевой скорости упругой волны с волновой нормалью n и поляризацией U определяются соотношением

$$c_{gi}=\frac{1}{\rho c}C_{ijlm}n_lU_jU_m. \qquad (4)$$

Проекция лучевой скорости c_g на направление волновой нормали n равна фазовой скорости волны c. Лучевая скорость равна фазовой только тогда, когда она направлена вдоль волновой нормали. Направления, для к-рых это имеет место, наз. направлениями чистых мод; вдоль них обычно направляют пучки УЗ-волн в акустоэлектронных и акустооптич. устройствах. Во всех остальных случаях лучевая скорость по абс. величине больше фазовой: $c_g>c$. Для мн. кристаллов угол γ между I и k может достигать десятков градусов (напр., в кварце SiO_2, парателлурите TeO_2 и др.). Степень анизотропии лучевой скорости для упругих волн разл. поляризаций наглядно представляется с помощью поверхностей лучевых скоростей, образованных концами векторов c_g при всевозможных положениях луча в пространстве.

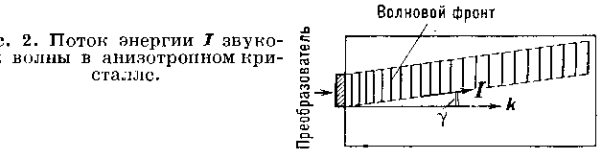
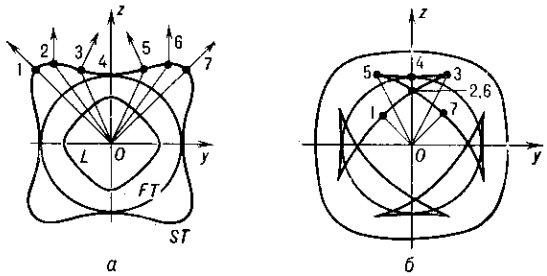


Рис. 2. Поток энергии I звуковой волны в анизотропном кристалле.

Лучевая скорость для волны с заданным вектором k направлена по нормали к поверхности волновых векторов $\omega(k)=\text{const}$ в точке, определяемой вектором k (рис. 3, *а*). Лучевая скорость совпадает с фазовой для тех точек этой поверхности, нормаль к к-рым направле-



а *б*

Рис. 3. Сечение поверхностей волновых векторов (*а*) и лучевых скоростей (*б*) плоскостью (100) кристалла никеля. Стрелки на рис. *а* задают направления лучевых скоростей, отвечающих выделенным направлениям волновых нормалей.

на вдоль их радиусов-векторов (точки *1*, *7* на рис. 3). Эти точки соответствуют экстремумам и др. стационарным точкам поверхности, в к-рых $\partial c(n)/\partial n=0$, и определяют направления чистых мод. Особый характер имеет зависимость c_g от направления n в тех кристаллах, у к-рых поверхность волновых векторов имеет не только выпуклые, но и вогнутые участки. При непрерывном перемещении направления волновой нормали с одного выпуклого участка на другой через область отрицат. кривизны вектор c_g дважды принимает одно и то же значение (точки *2*, *6*, рис. 3, *б*). Как отражение этого факта поверхность лучевых скоростей для соответствующего направления луча имеет самопересечение, образуя складку. Складки и др. топологич. особенности поверхности лучевых скоростей означают, что вдоль одного луча может распространяться несколько (в т. ч. и бесконечное множество) волн одной и той же частоты, принадлежащих к одной ветви колебаний, но различающихся направлениями своих волновых нормалей n: на рис. 3 (*б*) вдоль луча Oz распространяются

волны с волновыми нормалями, определяемыми точками *2*, *4*, *6* поверхности волновых векторов.

Эффекты, связанные с топологией характеристич. поверхностей, особенно существенны при распространении *излучения, создаваемого точечными источниками*. В изотропной среде поток звуковой энергии, излучаемой точечным источником, равномерно распределён по всем направлениям. Если такой источник поместить в кристаллич. среду, то энергия излучения переносится преим. вдоль определ. кристаллографич. направлений. Этот эффект преимущественного распространения (концентрирования, каналирования) энергии акустич. излучения вдоль выделенных направлений в анизотропной среде наз. **фононной фокусировкой**. Анизотропия потока акустич. энергии от точечного источника характерна для всех кристаллов, однако фононная фокусировка возможна лишь в тех из них, поверхность волновых векторов (поверхность медленностей) к-рых содержит перегибы — области перехода от выпуклых участков поверхности к вогнутым, обладающие малой кривизной. Все волны с волновыми векторами k, лежащими в нек-рой окрестности точки перегиба (точки *3* или *5*, рис. 3, *а*), переносят свою энергию в одном и том же направлении. Это направление соответствует точке возврата (лучи 3 или 5, рис. 3, *б*) на поверхности лучевых скоростей. Экспериментально явление фононной фокусировки наблюдалось при возбуждении акустич. ВЧ-волн (акустич. фононов) тепловым импульсом в нек-рых кристаллах (Ge, Si и др.) при низких темп-рах, когда возможно баллистич. (бесстолкновительное) распространение тепловых фононов по кристаллу. Измерение фононных потоков в кристаллах по разл. направлениям приводит к сложной картине углового распределения потока звуковой энергии, идущего от теплового источника (рис. 4).

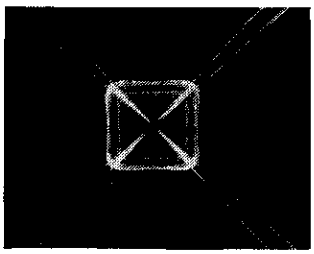


Рис. 4. Фононная фокусировка в германии в направлении [100]. Светлые области соответствуют акустической энергии, приходящей от точечного источника на задней поверхности кристалла Ge.

Количественно эффект перераспределения потока энергии для луча g характеризуется коэф. концентрирования энергии A_g. Если вокруг g выделить конус лучей $d\Omega_g$, то все волновые нормали, к-рым соответствуют лучевые скорости внутри этого конуса, будут заключены внутри телесного угла $d\Omega_n$, при этом $A_g = d\Omega_n/d\Omega_g$. В изотропной среде $A_g = 1$, в кристалле A_g может быть как больше, так и меньше единицы в зависимости от направления луча g. Для направлений, вдоль к-рых концентрируется поток энергии при фононной фокусировке, коэф. концентрирования обращается в бесконечность. Интенсивность излучения I в сферич. волне, излучаемой точечным источником в изотропной среде, убывает с расстоянием r как $1/r^2$. В анизотропной среде зависимость I от расстояния различна для разных направлений; в направлениях концентрирования при фононной фокусировке I убывает с расстоянием гораздо медленнее, чем в изотропной среде: $I \sim 1/r^{\alpha}$, где $\alpha < 2$. В частности, может быть $\alpha = 1$, $^3/_2$, $^4/_3$ и т. д. в зависимости от топологии поверхности волновых векторов.

При распространении упругих волн вдоль акустич. оси в кристалле может наблюдаться **внутренняя коническая рефракция**. При распространении поперечных волн разл. поляризации в направлении акустич. оси их лучевая скорость отклоняется от волновой нормали, причём направление отклонения зависит от поляризации волны. При повороте вектора смещения в плоскости поляризации соответствующий *ему луч также поворачивается, описывая конус*, являющийся геом. местом возможных направлений потока энергии. Внутр. конич. рефракция наблюдается, напр., при распространении чисто сдвиговых волн вдоль осей симметрии 3-го порядка (гл. оси симметрии [001] в тригональных кристаллах; направление [111] вдоль диагонали куба в кубич. кристаллах). Все возможные направления акустич. лучей в этом случае образуют круговой конус; отклонение лучей от акустич. оси характеризуется углом конич. рефракции, к-рый имеет во мн. кристаллах значит. величину и составляет, напр., в кальците $CaCO_3 \sim 30°$, в кварце $\sim 17°$, в поваренной соли $NaCl \sim 10°$, ниобате лития $LiNbO_3 \sim 8°$.

В кристаллах (напр., в цинке в направлении [001]) возможно также явление **внешней конической рефракции**, к-рое состоит в том, что вдоль этого направления может распространяться множество квазипоперечных волн с волновыми нормалями, образующими конус вокруг направления луча. После прохождения границы раздела с изотропной средой такие волны преломляются и расходятся в изотропной среде по конич. поверхности (рис. 5).

Акустическая активность кристаллов. На гиперзвуковых частотах пространственная периодичность кристаллич. решётки приводит к пространственной дисперсии упругих свойств — становится существенной зависимость упругих напряжений не только от деформаций, но и от их пространственных производных. Поправки, связанные с пространственной дисперсией, пропорциональны отношению параметра решётки a к длине звуковой волны λ и всегда малы. Наличие же даже слабой пространственной дисперсии приводит к тому, что вдоль акустич. оси распространяется не множество поперечных волн с одной и той же фазовой скоростью c_0, а две циркулярно поляризованные волны с векторами поляризации, вращающимися в противоположные стороны, и со слегка различающимися скоростями c_1 и c_2: $c_{1,2} = c_0 \pm kG/\rho$, где k — волновое число, G — параметр акустич. гирации.

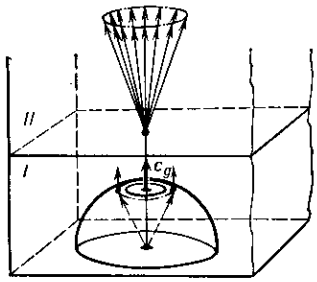


Рис. 5. Внешняя коническая рефракция на поверхности (001) кристалла Zn (I), граничащего с изотропной средой (II).

При возбуждении в направлении акустич. оси плоско поляризованной сдвиговой волны пространственная дисперсия приводит к явлению акустич. активности — способности кристалла поворачивать плоскость поляризации такой волны. Возбуждаемая волна является суперпозицией лево- и правополяризованной волн. По мере распространения в глубь кристалла увеличивается фазовый сдвиг между этими волнами из-за различия скоростей их распространения. Результирующее акустич. поле представляет собой плоскополяризованную волну, плоскость поляризации к-рой поворачивается по мере продвижения в глубь кристалла. Угол поворота φ линейно растёт с проходимым волной расстоянием L и пропорционален квадрату частоты: $\varphi = \omega^2 LG/2\rho c_0^4$. По порядку величины $\varphi \sim k^2 aL$ и акустич. активность существенна только на гиперзвуковых частотах. Экспериментально акустич. активность наблюдалась в кварце: угол поворота на частоте 1 ГГц при длине пути 1 см составляет 130°. Искусств. акустич. активность возникает в магн. кристаллах типа иттриевого граната, помещённых в магн. поле, за счёт магнитоупругого взаимодействия (акустич. аналог *Фарадея эффекта*).

Особенности распространения упругих волн в пьезоэлектрических кристаллах. В кристаллах, обладающих пьезоэффектом, волна деформации сопровождается переменным электрич. полем, к-рое, в свою очередь, приводит к дополнит. механич. напряжениям, изменяющим деформацию в волне. В плоской волне напряжённость электрич. поля волны параллельна волновой нормали $\boldsymbol{n}$ и выражается через смещение $\boldsymbol{u}$, а компоненты вектора смещения связаны между собой ур-ниями, совпадающими с ур-ниями (1) для непьезоэлектрич. среды, но с перенормированным за счёт пьезоэлектрич. взаимодействия тензором Кристоффеля—Грина:

$$\Gamma_{ij} \longrightarrow \tilde{\Gamma}_{ij} = C_{iljm}n_l n_m + \frac{4\pi}{\varepsilon_{\parallel}} e_i e_j,$$

где $e_i = e_{ilm}n_l n_m$, e_{ilm} — тензор пьезоэлектрич. постоянных, $\varepsilon_{\parallel} = \varepsilon_{ij}n_i n_j$ — продольная диэлектрич. проницаемость. В целом для пьезоэлектрич. кристаллов картина распространения объёмных акустич. волн остаётся такой же, как и в непьезоэлектрических. Степень влияния пьезоэффекта на скорость распространения определяется квадратом константы электромеханич. связи $K_U^2 = 4\pi (e_i U_i)^2/\rho\varepsilon_{\parallel}$, где $\boldsymbol{U}$ — поляризация волны. За счёт пьезоэффекта фазовая скорость c всегда больше величины скорости c_0, определяемой только упругими модулями: $c = c_0(1 + \frac{1}{2}K_U^2)$. Разница между скоростями c и c_0 наблюдается, напр., в пьезополупроводниках, где повышение концентрации свободных носителей позволяет исключить влияние пьезоэффекта: при больших концентрациях носители экранируют электрич. поле волны. Константа электромеханич. связи анизотропна, что увеличивает анизотропию акустич. свойств кристалла. В кристаллах имеются т. н. непьезоактивные направления, для к-рых константа электромеханич. связи равна нулю и влияние пьезоэффекта на распространение данной моды отсутствует.

Отражение и преломление акустических волн на границе раздела кристаллических сред. Анизотропия кристаллов усложняет характер отражения и преломления упругих волн на границе раздела сред. Направления волновых нормалей отражённой и преломлённой волн, как и в изотропном случае, определяются законами Снелля. Однако вследствие того что фазовая скорость зависит от направления волновой нормали, между углами падения, отражения и преломления нет простых соотношений (типа «угол падения равен углу отражения»), характерных для изотропной среды. При одном и том же угле падения углы отражения и преломления зависят от ориентации границы раздела относительно кристаллографич. осей. Направления лучей значительно отклоняются от направлений соответствующих нормалей, в результате акустич. энергия после отражения (или преломления) переносится в направлениях, существенно отличающихся от направлений, определяемых законами Снелля (подробнее см. *Отражение звука*).

Затухание акустических волн в кристалле. В кристаллах затухание акустич. волн обусловлено *поглощением звука* и рассеянием звука на микронеоднородностях. Для разл. групп кристаллов существуют специфич. механизмы поглощения, возникающие за счёт взаимодействия УЗ-волны с др. видами возбуждений в кристаллах. В полупроводниках и металлах важную роль играет поглощение, связанное с *акустоэлектронным взаимодействием* упругой волны со свободными носителями. В магн. кристаллах значит. вклад в поглощение УЗ вносит *спин-фононное взаимодействие*. В сегнетоэлектрич. кристаллах упругие волны взаимодействуют с НЧ-ветвью поперечных оптич. фононов (т. н. мягкой модой), что приводит к специфич. возрастанию УЗ-поглощения вблизи точки фазового перехода. В ферромагнетиках и сегнетоэлектриках возможно также дополнит. поглощение, обусловленное движением доменных стенок в УЗ-поле. Каждому из этих механизмов присуща своя зависимость коэф. поглощения от частоты УЗ-волны, направления её распространения и параметров кристалла.

Для большинства кристаллов характерно поглощение, обусловленное взаимодействием акустич. волны с дефектами кристаллов, в первую очередь — дислокац. поглощение. Под действием звуковой волны возникает колебат. движение сети дислокаций, петли к-рой закреплены в местах пересечения дислокаций и на точечных дефектах. Поглощение возникает за счёт диссипации энергии движущейся сети дислокаций (амплитудно-независимое поглощение), за счёт отрыва петель дислокаций с мест их закрепления на точечных дефектах (амплитудно-зависимое поглощение) и, наконец, за счёт взаимодействия дислокаций непосредственно с кристаллич. решёткой, в результате чего появляются низкотемпературные пики поглощения — пики Бордони. Частотная зависимость для амплитудно-независимого поглощения носит резонансный характер, для поглощения вблизи пиков Бордони — релаксационный. Коэф. амплитудно-зависимого поглощения от частоты не зависит. Амплитудно-независимое поглощение характерно для гиперзвуковых частот и малых амплитуд колебаний; на более низких частотах и при достаточно больших звуковых интенсивностях осн. роль играет амплитудно-зависимое поглощение.

Поглощение акустич. волн имеет место даже в совершенных кристаллах. Оно обусловлено взаимодействием упругой волны с тепловыми колебаниями решётки (т. н. решёточное, или фононное, поглощение). Для не слишком низких темп-р воздействие акустич. волны сводится к нарушению ею равновесного распределения фононов и к процессу релаксации в фононной системе (т. н. механизм Ахиезера). Макроскопически диссипация упругой энергии в рамках такого механизма описывается введением наряду с упругими напряжениями (1) вязких напряжений $\sigma_{ij} = \eta_{ijlm}\partial u_{lm}/\partial t$, пропорциональных скорости деформации $\partial u_{lm}/\partial t$. Коэф. пропорциональности η_{ijlm} составляет тензор решёточных, или фононных, вязкостей. Коэф. решёточного поглощения α_U квадратично зависит от частоты и пропорционален величине $\eta_U = \eta_{ijlm}U_i U_l n_j n_m$ (где η_{ijlm} — тензор вязкости):

$$\alpha_U = \frac{1}{2}\frac{\eta_U}{\rho c_U^3}\omega^2.$$

Анизотропия решёточного поглощения определяется структурой тензора вязкостей. Кроме того, в кристаллах, обладающих значит. теплопроводностью (напр., в металлах), важную роль играет поглощение, обусловленное теплообменом между разл. участками кристалла, по-разному нагретыми за счёт объёмных деформаций в звуковой волне (т. н. термоупругая диссипация). Термоупругая диссипация также приводит к квадратичной зависимости коэф. поглощения звука от частоты. При низких (гелиевых) темп-рах на высоких (гиперзвуковых) частотах осн. роль играет непосредственное нелинейное взаимодействие акустич. волны с тепловыми фононами — т. н. механизм Ландау—Румера (см. *Фонон-фононное взаимодействие*).

Поверхностные акустические волны в кристаллах. На свободной поверхности кристаллов распространяются поверхностные волны, являющиеся аналогами *Рэлея волн* в изотропном твёрдом теле. Волны рэлеевского типа в кристаллах образуются затухающими в глубь кристалла неоднородными волнами. Частицы среды в такой волне движутся по эллипсам, плоскость к-рых наклонена к поверхности кристалла под углом, зависящим от ориентации среза и направления распространения поверхностной волны в плоскости среза. Упругая анизотропия сказывается на характере распространения поверхностных волн точно так же, как и объёмных: возникает зависимость фазовой скорости от направления распространения и ориентации среза;

поток энергии, оставаясь в плоскости распространения, отклоняется от направления волновой нормали; имеет место каналирование энергии поверхностных волн, излучаемых точечным источником, и т. д. Скорость поверхностной волны, как правило, меньше фазовой скорости любой из объёмных волн, распространяющихся в том же направлении. Однако в кристаллах со значит. степенью анизотропии (даже в кристаллах высокой симметрии — кубических и гексагональных) существуют срезы с особыми направлениями; по мере приближения направления распространения поверхностной волны к такому направлению возрастает глубина проникновения волны, скорость волны приближается к фазовой скорости v_{ST} медленной поперечной моды объёмных волн, и поверхностная волна превращается в линейно поляризованную объёмную волну (рис. 6). В то же время вдоль особого направления может распространяться чисто рэлеевская поверхностная волна со скоростью, большей v_{ST}. Эта волна даёт начало ветви псевдоповерхностных, или т. н. вытекающих, волн: при распространении вдоль направлений, отличных от особого, такие волны излучают в глубь кристалла объёмную волну. За счёт излучения псевдоповерхностные волны при распространении затухают. Помимо рэлеевских и псевдоповерхностных волн в ряде кристаллов распространяются поверхностные волны др. типов. В пьезоэлектриках возможно распространение электроакустич. сдвиговых волн (волн Блюштейна — Гуляева), в магн. кристаллах существуют поверхностные *магнитоупругие волны*, в т. ч. чистосдвиговые.

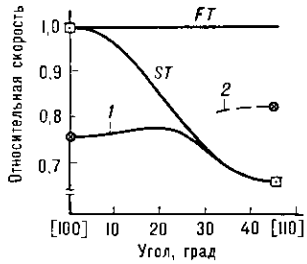


Рис. 6. Скорости поверхностных волн при распространении их в плоскости (001) кристалла никеля: *1* — поверхностная волна рэлеевского типа, *2* — псевдоповерхностная волна, *FT* и *ST* — скорости быстрых и медленных квазипоперечных волн.

Поверхностные акустич. волны в кристаллич. подложках нашли широкое применение в совр. технике в качестве линий задержек, фильтров, устройств обработки информации и др.

Нелинейные акустические эффекты в кристаллах. Нелинейная К. исследует распространение и взаимодействие УЗ-волн конечной амплитуды в кристаллах. В кристаллах имеет место решёточный ангармонизм (см. *Колебания кристаллической решётки*), описываемый соотношениями нелинейного *Гука закона*, но существуют и др. механизмы акустич. нелинейности. Они возникают за счёт взаимодействия упругих деформаций с разл. видами возбуждений кристалла. Так, в полупроводниках существенна электронная акустич. нелинейность, обусловленная нелинейной зависимостью концентрации носителей заряда от деформации, вызванной акустич. волной, в пьезоэлектрич. кристаллах значит. роль играют нелинейный пьезоэффект, электрострикция и т. п.

В кристаллах наблюдаются те же нелинейные эффекты, что и в изотропных телах: генерация гармоник, нелинейное поглощение, нелинейное взаимодействие волн с образованием волн суммарной и разностной частоты, в т. ч. комбинац. рассеяние звука на звуке, и т. д. Однако нелинейная акустика кристаллов отличается сложностью и многообразием этих эффектов. Существование трёх ветвей акустич. колебаний увеличивает в кристаллах число видов нелинейного взаимодействия акустич. волн, разрешённых условиями фазового синхронизма. Возможность того или иного вида взаимодействия, а также его эффективность зависят от ориентации волновых нормалей взаимодействующих волн относительно кристаллографич. осей. Эффективность волнового взаимодействия в кристаллах связана со взаимным расположением взаимодействующих акустич. пучков. Она максимальна, когда совпадают направления лучей для всех волн, участвующих во взаимодействии. В кристаллах, однако, из-за различия фазовых и лучевых скоростей направления взаимодействующих пучков часто не совпадают даже при коллинеарности волновых векторов взаимодействующих волн.

Акустич. волны в кристаллах используют для создания УЗ- и гиперзвуковых линий задержки, резонаторов, разл. устройств акустоэлектроники и акустооптики, для излучения и приёма УЗ-сигналов, измерений механич. деформаций и напряжений, измерений модулей упругости и др. физ. величин.

Лит.: Федоров Ф. И., Теория упругих волн в кристаллах, М., 1965; Musgrave M. J. P., Crystal acoustics. Introduction to the study of elastic waves and vibrations in crystals, S. F., 1970; Труэлл Р., Эльбаум Ч., Чик Б., Ультразвуковые методы в физике твёрдого тела, пер. с англ., М., 1972; Фарнелл Дж., Свойства упругих поверхностных волн, в кн.: Физическая акустика, под ред. У. Мэзона и Р. Терстона, пер. с англ., т. 6, М., 1973; Auld B. A., Acoustic fields and waves in solids, v. 1—2, N. Y., 1973; Александров К. С., Акустическая кристаллография, в кн.: Проблемы современной кристаллографии, М., 1975; Сиротин Ю. И., Шаскольская М. П., Основы кристаллофизики, 2 изд., М., 1979; Балакирев М. К., Гилинский И. А., Волны в пьезокристаллах, Новосиб., 1982; Акустические кристаллы, под ред. М. П. Шаскольской, М., 1982; Вольф Дж., Баллистические тепловые импульсы в кристаллах, в кн.: Физика за рубежом, пер. с англ., М., 1982; Лямов В. Е., Поляризационные эффекты и анизотропия взаимодействия акустических волн в кристаллах, М., 1983; Красильников В. А., Крылов В. В., Введение в физическую акустику, М., 1984.

В. М. Левин, Л. А. Чернозатонский.

КРИСТАЛЛОГРАФИЯ (от *кристаллы* и греч. gráphō — пишу, описываю) — наука об атомно-молекулярном строении, симметрии, физ. свойствах, образовании и росте кристаллов. Зародилась в древности в связи с наблюдениями над природными кристаллами, имеющими естеств. форму правильных многогранников. Как самостоят. наука К. существует с сер. 18 в. В 18—19 вв. развивалась в тесной связи с минералогией как дисциплина, устанавливающая закономерности огранки кристаллов [Р. Гаюи (R. Haüy), 1784]. Была разработана теория симметрии кристаллов — их внеш. форм (А. В. Гадолин, 1867) и внутр. строения [О. Браве (A. Bravais), 1848; Е. С. Фёдоров, 1890; А. Шёнфлис (A. Shoenflies), 1891]. Совокупность методов описания кристаллов и закономерности их огранения составляют содержание геометрической К. На основе геом. К. возникла гипотеза об упорядоченном трёхмерно-периодич. расположении в кристалле составляющих его частиц, в совр. понимании — атомов и молекул, к-рые образуют *кристаллическую решётку*. Матем. аппарат К. основан на дискретной геометрии, теории групп, тензорном исчислении и теории преобразований Фурье.

Исследования дифракции рентг. лучей в кристаллах [М. Лауэ (M. Laue), 1912] экспериментально подтвердили их периодич. решётчатое строение. Первые рентгенографич. расшифровки атомной структуры кристаллов NaCl, алмаза, ZnS и др., осуществлённые в 1913 У. Г. Брэггом (W. H. Bragg) и У. Л. Брэггом (W. L. Bragg), положили начало структурной К. Изучение прохождения света через кристаллы позволило сформулировать закономерности анизотропии свойств кристаллов (см. *Кристаллооптика*). Дальнейшее изучение атомной структуры кристаллов связано с именами Л. Полинга (L. Pauling), В. Гольдшмидта (V. Goldschmidt), Дж. Бернала (J. Bernal) и Н. В. Белова; исследование физ. свойств кристаллов и их роста — с именами И. Н.Странского (I. N. Stranski), Г. В. Вульфа, А. В. Шубникова и др.

Для совр. К. характерны дальнейшее исследование атомной и дефектной структуры кристаллов, процессов их роста и поиск новых свойств кристаллов как единой комплексной проблемы, направленной на получение новых материалов с важными физ. свойствами. Резуль-

таты этих исследований широко используются в физике, минералогии, материаловедении и металловедении, химии, мол. биологии и др.

В структурной К. исследуется атомно-молекулярное строение кристаллов методами *рентгеновского структурного анализа*, *электронографии*, *нейтронографии*, опирающимися на теорию дифракции волн и частиц в кристаллах. Применяются также методы оптич. спектроскопии, электронной микроскопии и др. В результате определена кристаллич. структура более 10^5 хим. веществ. Изучение законов взаимного расположения атомов в кристаллах и хим. связей между ними, а также явлений *изоморфизма* и *полиморфизма* является предметом *кристаллохимии*. Исследования т. н. *биологических кристаллов*, позволившие определить структуру гигантских молекул белков и нуклеиновых к-т, связывают К. с молекулярной биологией.

При изучении процессов зарождения и роста кристаллов (см. *Кристаллизация*) используются общие принципы термодинамики и закономерности фазовых переходов и поверхностных явлений с учётом взаимодействия кристалла со средой, анизотропии свойств и атомно-молекулярной структуры кристаллов. В К. изучаются также разнообразные нарушения идеальной кристаллич. решётки — разл. *дефекты*, в т. ч. *дислокации*, возникающие в процессе роста кристаллов или в результате разл. внеш. воздействий на них и определяющие их свойства.

Исследование механич., оптич., электрич. и магн. свойств кристаллов является предметом *кристаллофизики*, к-рая смыкает К. с физикой *твёрдого тела*. Возникший на основе исследования роста кристаллов пром. синтез алмаза, рубина, Ge, Si и др. (см. *Синтетические кристаллы*) — основа квантовой и полупроводниковой электроники, оптики, акустики и др.

В К. исследуются строение и свойства разнообразных агрегатов из микрокристаллов (поликристаллов, текстур, керамик), а также веществ с атомной упорядоченностью, близкой к кристаллической (*жидких кристаллов*, полимеров). Симметрийные и структурные закономерности, изучаемые в К., находят применение при рассмотрении общих закономерностей строения и свойств аморфных тел и жидкостей, полимеров, *квазикристаллов*, макромолекул, надмолекулярных структур и т. п. (обобщённая К.).

Лит.: Попов Г. М., Шафрановский И. И., Кристаллография, 5 изд., М., 1972; Современная кристаллография, т. 1—4, М., 1979—81; Шафрановский И. И., История кристаллографии, XIX в., Л., 1980; Белов Н. В., Очерки по структурной кристаллографии и федоровским группам симметрии, М., 1986.

Б. К. Вайнштейн.

КРИСТАЛЛООПТИКА — часть физической оптики, изучающая законы и особенности распространения света в кристаллах и др. анизотропных средах. Характерные для таких сред явления — *двойное лучепреломление*, *гиротропия*, *поляризация света*, *плеохроизм* и т. п. Двупреломление, положившее начало К., открыто Э. Бартолином (E. Bartholin) в 1669 на кристаллах кальцита. Вопросы поглощения и излучения света кристаллами рассматриваются в *спектроскопии кристаллов*. Влияние электрич. и магн. полей на оптические свойства кристаллов исследуется в *электрооптике* и *магнитооптике*.

В изотропных средах вектор электрич. индукции $\boldsymbol{D}$ связан с вектором электрич. поля $\boldsymbol{E}$ световой волны соотношением $\boldsymbol{D}=\varepsilon\boldsymbol{E}$, где ε — скалярная величина, зависящая от частоты ω (дисперсия частотная) и волнового вектора $\boldsymbol{k}$ (*дисперсия пространственная*). В анизотропных средах диэлектрич. проницаемость ε — тензор (с гл. значениями ε_x, ε_y, ε_z), зависящий от направления. Следствием этого является наблюдаемая анизотропия оптич. свойств в кристаллах и все особенности распространения света в них, в частности зависимость фазовой скорости распространения волны v и показателя преломления n от направления. Тензор магн. проницаемости μ в оптич. диапазоне длин волн в большинстве случаев может считаться равным 1 (немагн. кристаллы).

В отличие от изотропных тел, в кристаллах по заданному направлению $\boldsymbol{N}$ могут распространяться две плоские линейно поляризованные в разных плоскостях световые волны с волновыми векторами $\boldsymbol{k}_{1,2}=(\omega/c)n_{1,2}\boldsymbol{N}$ ($n\boldsymbol{N}$ — волновая нормаль) и разл. фазовыми скоростями $v_{1,2}=c/n_{1,2}$. Показатели преломления n_1 и n_2 определяются как корни осн. ур-ния К.— ур-ния Френеля:

$$\frac{N_x^2}{\frac{1}{n^2}-\frac{1}{\varepsilon_x}}+\frac{N_y^2}{\frac{1}{n^2}-\frac{1}{\varepsilon_y}}+\frac{N_z^2}{\frac{1}{n^2}-\frac{1}{\varepsilon_z}}=0. \qquad (1)$$

Направления векторов поляризации этих волн $\boldsymbol{D}'$ и $\boldsymbol{D}''$ (рис. 1) и волновая нормаль $\boldsymbol{N}$ образуют тройку взаимно перпендикулярных векторов. Т. к. в анизотропных средах вектор $\boldsymbol{D}$ не совпадает по направлению с вектором $\boldsymbol{E}$, а вектор потока энергии (*Умова вектор*) $\boldsymbol{S}=(c/4\pi)[\boldsymbol{EH}]$, лежащий в плоскости векторов $\boldsymbol{E}$, $\boldsymbol{D}$, $\boldsymbol{N}$, перпендикулярен $\boldsymbol{E}$, то $\boldsymbol{S}$ не совпадает по направлению с вектором волновой нормали $\boldsymbol{N}$. Вектор, направленный по $\boldsymbol{S}$, а по абс. величине такой, что $\boldsymbol{NS}=1$, наз. лучевым вектором. Т. о., в кристаллах есть два несовпадающих (в отличие от изотропных тел) направления — направление волновой нормали (фазовой скорости) и направление энергии (луча, лучевой скорости). Заменой $\varepsilon_{ik}\to\varepsilon_{ik}^{-1}$, $\boldsymbol{D}\to\boldsymbol{E}$, $\boldsymbol{N}\to\boldsymbol{S}$ из ф-л, связывающих ε_{ik}, $\boldsymbol{D}$, $\boldsymbol{H}$, $\boldsymbol{N}$, получаются ф-лы для ε_{ik}^{-1}, $\boldsymbol{E}$, $\boldsymbol{H}$, $\boldsymbol{S}$ — в этом заключается принцип двойственности в К.

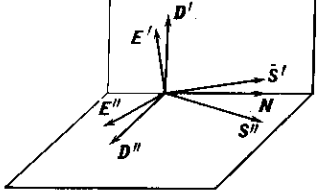


Рис. 1. Расположение векторов $\boldsymbol{N}$, $\boldsymbol{E}$, $\boldsymbol{D}$, $\boldsymbol{S}$ плоских волн в кристаллах.

В К. широкое применение для интерпретации оптич. свойств кристаллов находит метод оптич. поверхностей (волновых и лучевых). В соответствии с ур-нием (1) свойства кристалла могут быть геометрически описаны его оптич. индикатрисой — эллипсоидом с полуосями $\sqrt{\varepsilon_x}$, $\sqrt{\varepsilon_y}$, $\sqrt{\varepsilon_z}$ (т. н. поверхностью волновых нормалей, абс. значения радиусов-векторов к-рой по заданному направлению $\boldsymbol{N}$ равны значениям показателей преломления волн, идущих по этому направлению). Оси симметрии этого эллипсоида определяют три взаимно перпендикулярных главных направления в кристалле, а значение его полуосей — главные значения тензора диэлектрич. проницаемости. Сечение индикатрисы плоскостью, проходящей через её центр и перпендикулярной заданному направлению $\boldsymbol{N}$, является в общем случае эллипсом. Длины гл. полуосей этого эллипса равны показателям преломления, а их направления совпадают с направлением колебаний (вектора $\boldsymbol{D}$ в волне). Во всех точках кристалла оптич. индикатрисы имеют одинаковую ориентацию и одинаковые размеры полуосей, зависящие от симметрии кристалла.

По числу разл. главных значений тензора ε_{ik} (1, 2 или 3) кристаллы делятся на три группы в зависимости от типа сингонии (см. *Сингония кристаллическая*). Для кубич. кристаллов тензор ε_{ik} вырождается в скаляр с одним гл. значением ($\varepsilon_x=\varepsilon_y=\varepsilon_z$), а эллипсоид — в сферу. Кристаллы этой группы по оптич. характеристикам не отличаются от изотропных тел (без учёта пространственной дисперсии). В кристаллах средних сингоний (гексагональной, тригональной и тетрагональной) оптич. индикатриса — эллипсоид вращения, имеющий два гл. значения $\varepsilon_x=\varepsilon_y=\varepsilon_\perp=n_0^2$; $\varepsilon_z=\varepsilon_\parallel=n_e^2$ и ось вращения, параллельную оси симметрии высшего порядка. В этом случае ур-ние Френеля в гл. системе

координат (ось к-рой совпадает с гл. направлениями) распадается на два квадратных ур-ния

$$n^2-\varepsilon_\perp=0;\quad \frac{n_z^2}{\varepsilon_\perp}+\frac{n_x^2+n_y^2}{\varepsilon_\parallel}=1.$$

В таких кристаллах в каждом направлении могут распространяться две волны: обыкновенная с показателем преломления n_0, не зависящим от направления (откуда и название), и необыкновенная с показателем преломления n_e, зависящим от угла наклона θ вектора волновой нормали N к оси симметрии высшего порядка $1/n_e^2=\sin^2\theta/\varepsilon_\parallel+\cos^2\theta/\varepsilon_\perp$. В направлении $\theta=0$ показатели преломления обеих волн совпадают, и в кристалле, как и в изотропном теле, распространяется одна волна; такое направление наз. оптической осью, а кристаллы гексагональной, тригональной и тетрагональной сингоний — одноосными. Поляризация волны, распространяющейся в направлении оптич. оси, может быть произвольной.

Разность показателей преломления волн с одним и тем же направлением волнового вектора, если считать гл. двупреломление $\sqrt{\varepsilon_\perp}-\sqrt{\varepsilon_\parallel}=n_0-n_e$ малым, определяется приближённой формулой $n'-n_0=(n_e-n_0)\sin^2\theta$.

Направление колебаний в обыкновенной волне перпендикулярно плоскости, содержащей оптич. ось и волновой вектор (плоскости гл. сечения). Направление колебаний в необыкновенной волне лежит в плоскости гл. сечения. Вектор потока энергии обыкновенной волны совпадает по направлению с вектором волновой нормали, а необыкновенной волны — лежит в плоскости гл. сечения. Поверхность волновых нормалей в одноосных кристаллах распадается на две поверхности: сферу для обыкновенной волны и эллипсоид вращения для необыкновенной. Обе поверхности касаются друг друга в двух точках, лежащих на оптич. оси. Если $n_0<n_e$ ($v_0>v_e$), кристаллы наз. положительными, если $n_0>n_e$ ($v_0<v_e$) — отрицательными (рис. 2).

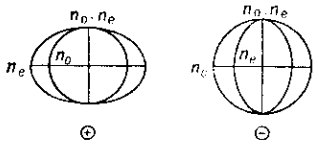


Рис. 2. Сечение поверхности волновых векторов одноосных кристаллов.

Часть поверхности волновых нормалей для триклинных, моноклинных и ромбических кристаллов представлена на рис. 3. Поверхность образована двумя оболочками, касающимися между собой в четырёх точках (в точке O и соответствующих точках в др. квадрантах), и обладает центром симметрии. В двух направлениях (наз. оптическими осями или бинормалями), идущих через начало координат и эти точки, показатели преломления n_0 и n_e совпадают и двупреломление отсутствует. Кристаллы этих трёх низших сингоний наз. двуосными. Оптич. оси двуосных кристаллов перпендикулярны круговым сечениям оптич. индикатрисы, к-рая представляет собой трёхосный эллипсоид. Угол v между оптич. осями находится по ф-ле

$$\operatorname{tg} v=\sqrt{\varepsilon_z(\varepsilon_y-\varepsilon_x)/\varepsilon_x(\varepsilon_z-\varepsilon_y)}$$

(принято считать $\varepsilon_x<\varepsilon_y<\varepsilon_z$). Аналитически разность показателей преломления двух волн по направлению, к-рое составляет с оптич. осями углы φ_1 и φ_2, определяется выражением

$$\frac{1}{n'^2}-\frac{1}{n''^2}=\left(\frac{1}{\varepsilon_x}-\frac{1}{\varepsilon_z}\right)\sin\varphi_1\sin\varphi_2.$$

Т. к. гл. значения диэлектрич. проницаемости меняются в зависимости от частоты (длины волны), то меняются и направления гл. осей, а следовательно и угол между ними. Это явление наз. дисперсией оптических осей, характерно для моноклинных и триклинных кристаллов, особенно в ИК-области спектра.

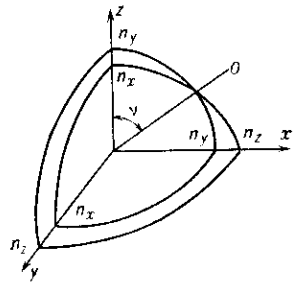


Рис. 3. Поверхность волновых векторов двуосных кристаллов.

При преломлении света на границе с кристаллом в нём возникают две преломлённые волны, для каждой из к-рых выполняется обычный закон преломления, требующий непрерывности тангенциальной составляющей вектора волновой нормали N_t. Волновые нормали обеих преломлённых волн лежат в плоскости падения, а оба преломлённых луча (направления потока энергии) могут выходить из плоскости падения. Для кристаллов также существует угол падения света, при к-ром отражённый свет полностью поляризован (*Брюстера угол*), однако, в отличие от изотропных тел, направление распространения отражённого света не обязательно перпендикулярно волновым нормалям или лучам кристалла.

Угол поворота плоскости поляризации линейно поляризованной волны при отражении от кристаллов зависит от азимута направления колебаний падающей волны более сложным образом, чем для изотропных сред.

При прохождении света через кристаллич. пластинку на выходе образуются два когерентных световых колебания с нек-рой разностью фаз $\delta=2\pi\Delta nd/\lambda$ (Δn — разность показателей преломления, d — толщина пластинки, λ — длина волны), поляризованные в двух взаимно перпендикулярных направлениях (наз. гл. направлениями кристаллич. пластинки). Волна на выходе оказывается эллиптически поляризованной, причём эллипс поляризации повёрнут на нек-рый угол относительно гл. направлений.

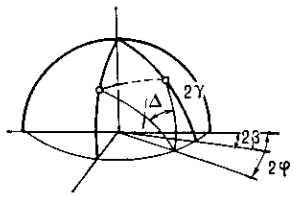


Рис. 4. Построение на сфере Пуанкаре.

В К. при изучении поляризации света часто эллиптическое световое колебание с параметрами β и γ изображается точкой на сфере Пуанкаре (рис. 4) с координатами: 2γ — широта и 2β — долгота (β — угол ориентации большой полуоси эллипса колебаний относительно выбранного направления Ox, а $\operatorname{tg}\gamma$ — отношение полуосей b/a). Точкам на экваторе ($\gamma=0$) соответствуют линейно поляризованные волны ($b/a=0$); точкам полюсов ($\gamma=\pm\pi/2$) — циркулярно поляризованные волны с противоположным направлением обхода. С помощью сферы Пуанкаре решается задача об изменении характера поляризации света, прошедшего через кристаллич. пластинку, создающую разность фаз Δ, когда гл. направление пластинки составляет с выбранным направлением Ox угол φ. Новая точка на сфере Пуанкаре, изображающая поляризацию вышедшего света, получается из исходной (изображающей поляризацию падающего) путём поворота сферы на угол Δ вокруг оси, лежащей в экваториальной плоскости на долготе 2φ. Если с помощью выходного поляризатора (анализатора) выделить составляющие колебания обеих волн, прошедших через кристаллич. пластинку по одному направлению, то они будут интерферировать. Интенсивность света в зависимости от взаимной ориентации входного поляризатора, пластинки, анализатора описывается ф-лой

$$I=I_0[\cos^2(\alpha-\beta)-\sin 2\alpha\sin 2\beta\sin^2(\delta/2)],$$

где I_0 — интенсивность падающего на пластинку света, α и β — углы между направлением колебаний, пропускаемых поляризатором и анализатором, с гл. направ-

лением кристаллич. пластинки. При повороте пластинки на полный оборот в случае скрещенных поляризатора и анализатора ($\alpha-\beta=\pi/2$) интенсивность проходящего монохроматич. света 4 раза обращается в нуль (погасание кристалла). При освещении белым светом компонента $\cos^2(\alpha-\beta)$ (белая компонента, не зависящая от длины волны) при повороте анализатора на 360° 2 раза обращается в нуль и 2 раза принимает значения 1. Зависящая от разности фаз цветная компонента $\sin 2\alpha \sin 2\beta \sin^2(\delta/2)$ 4 раза за оборот принимает экстремальные значения. Это приведёт к тому, что будет происходить смена двух дополнительных интерференционных окрасок, макс. насыщенность к-рых наблюдается при параллельных или скрещенных поляризаторах и α или $\beta=\pi/4$ (диагональное положение). Погасание кристаллов наступает, когда гл. направления совпадают с направлениями колебаний поляризатора и анализатора. Поскольку ориентация гл. осей оптич. индикатрисы в кристаллах ромбической и более высокой симметрии полностью определена их элементами симметрии, погасание таких кристаллов оказывается «прямым», т. е. совпадает по направлению с направлением проекций осей симметрии кристалла на плоскость пластинки. Для триклинных и моноклинных кристаллов направление погасания не совпадает в общем случае с к.-л. кристаллографич. направлениями. Этот случай наз. косым погасанием. Фигуры интерференции, к-рые получаются в сходящемся свете, наз. *коноскопическими фигурами*. Их вид зависит от ориентации кристаллич. пластинки. Наблюдения коноскопических картин дают возможность, кроме ориентировки, в случае одноосных кристаллов установить знак кристалла, а в случае двуосного кристалла измерить величину угла между оптич. осями.

Интерференция в кристаллич. пластинках используется для создания мн. кристаллооптич. приборов: *компенсаторов оптических*, интерференционно-поляризац. фильтров и т. п. Простейшим из них является кварцевый клин — пластинка из кристаллич. кварца, ориентированная так, что оптич. ось кварца параллельна поверхности клина и перпендикулярна его длинной стороне. Таким клином можно с помощью компенсации измерять двупреломление в кристаллич. пластинках. Каждой разности хода в определ. месте клина соответствует (в стандартных условиях освещения) своя интерференц. окраска — шкала цветов. Двупреломление можно измерять и с помощью компенсатора Берека — наклоняемой пластинки из кальцита, вырезанной перпендикулярно оптич. оси.

Показатели преломления являются осн. оптич. константами кристаллов и часто служат их диагностич. признаком. О методах измерения n см. в ст. *Рефрактометрия*, *Рефрактометр*, *Иммерсионный метод*. Особую роль в К. играют исследования кристаллов в поляризац. микроскопе с помощью универсального вращающегося столика Фёдорова, к-рый позволяет наблюдать кристаллич. препарат в любом направлении и вращать его вокруг любой проходящей через него оси. Разработанная Фёдоровым методика позволяет, наблюдая погасания кристаллов при поворотах, определять ориентацию осей индикатрисы кристаллов относительно его граней, плоскостей спайности, двойниковых плоскостей, находить законы двойникования, измерять углы оптических осей, показатели преломления кристаллов (определяя смещение изображения при наклонном прохождении света через кристаллич. пластинку известной толщины).

Поглощающие кристаллы. Для описания свойств поглощающих кристаллов вводят симметричный тензор проводимости σ_{ik}, связывающий вектор плотности тока $\boldsymbol{j}$ и напряжённость поля $\boldsymbol{E}$: $j_i=\sigma_{ik}E_k$. Ур-ния связи имеют вид $D_i=\hat{\varepsilon}_{ik}E_k$ с комплексным симметричным тензором диэлектрич. проницаемости $\hat{\varepsilon}_{ik}=\varepsilon_{ik}-4\pi i\omega^{-1}\sigma_{ik}$. Гл. оси тензоров ε_{ik}, σ_{ik} в кристаллах моноклинной и триклинной сингоний не совпадают, поэтому комплексный тензор не приводится к диагональному виду. В кристаллах с симметрией не ниже ромбической гл. система вещественных координат существует, и в ней для затухающих плоских волн с комплексным показателем преломления вновь справедливо ур-ние Френеля

$$\frac{N_x^2}{\frac{1}{\hat{n}^2}-\frac{1}{\hat{\varepsilon}_x}}+\frac{N_y^2}{\frac{1}{\hat{n}^2}-\frac{1}{\hat{\varepsilon}_y}}+\frac{N_z^2}{\frac{1}{\hat{n}^2}-\frac{1}{\hat{\varepsilon}_z}}=0,$$

где $\hat{n}=n(1-i\varkappa)$, $\varkappa$ — показатель поглощения. И здесь каждому направлению волнового вектора соответствуют два теперь комплексных показателя преломления. Волны в поглощающих кристаллах, вообще говоря, поляризованы эллиптически. Эллипсы колебаний подобны, скрещены и обходятся в одном направлении. В кристаллах ср. сингоний (одноосных) однородные волны поляризованы линейно. В слабопоглощающих кристаллах можно пренебречь квадратом показателя поглощения по сравнению с единицей. Если дополнительно пренебречь и эллиптичностью волн, то показатель поглощения даётся ф-лой

$$\varkappa=\frac{\varkappa_x v_x^2 d_x^2+\varkappa_y v_y^2 d_y^2+\varkappa_z v_z^2 d_z^2}{v^2},$$

где v_x, v_y, v_z ($v_x=v/\sqrt{\varepsilon_x}$ и т. д.) — гл. скорости волн, $\boldsymbol{d}$ — орт вектора $\boldsymbol{D}$, определяемый вещественными ε_x, ε_y, ε_z. Показатель поглощения $\varkappa$ в кристаллах, в отличие от изотропных сред, зависит от состояния поляризации волн — т. н. *дихроизм*. Как и в прозрачных кристаллах, направления, для к-рых комплексные показатели преломления совпадают, наз. оптич. осями. Число таких осей, характер поляризации волн, распространяющихся в этих направлениях, могут быть различными, что и служит признаком для полной классификации поглощающих кристаллов. В частности, в ромбич. кристаллах в общем случае насчитываются 4 круговые оси, вдоль к-рых распространяются циркулярно поляризованные волны.

Ур-ния связи типа $D_i=\varepsilon_{ik}^0E_k$ являются частным случаем более общей линейной связи $D_i=\varepsilon_{ik}^0E_k+\gamma_{ikl}\partial E_k/\partial x_l$, учитывающей пространственную неоднородность напряжённости поля в световой волне (см. *Дисперсия пространственная*). Тензор 3-го ранга γ_{ikl} антисимметричен по первым двум индексам, а в отсутствие поглощения и веществ $\gamma_{ikl}^*=\gamma_{ikl}=-\gamma_{kil}$. Для плоской волны с волновым вектором $k=\omega n/c$ имеем $D_i=(\varepsilon_{ik}^0+i\omega c^{-1}\gamma_{ikl}n_l)E_k$. Вместо тензора γ_{ikl} вводят псевдотензор гирации g_{ik}: $\omega c^{-1}\gamma_{ikl}=e_{ikm}g_{ml}$ (здесь e_{ikm} — полностью антисимметричный единичный тензор). Среды, для к-рых псевдотензор g_{ik} отличен от нуля, наз. оптически активными. Симметрия кристаллов накладывает ограничения на компоненты псевдотензора g_{ik}. Так, наличие центра симметрии приводит к обращению в нуль всех компонент псевдотензора g_{ik}. Среди оставшихся ацентрических классов по условиям симметрии *оптическая активность* отсутствует ещё в трёх классах $\bar{6}$, $\bar{6}m2$, $\bar{4}3m$ (см. *Симметрия кристаллов*). Для оставшихся 18 классов симметрии в кристаллофиз. системе координат существует 11 разл. видов псевдотензора гирации. В таких средах, обладающих естеств. активностью в каждом направлении, могут распространяться с разными скоростями две эллиптически поляризованные волны (см. *Гиротропия*).

В направлении оптич. оси распространяются циркулярно поляризованные волны с разными скоростями противоположного направления обхода. Это приводит на выходе к повороту плоскости поляризации первоначально линейно поляризованной волны. Оптич. активность проявляется в этом направлении во *вращении плоскости поляризации*. Кристаллы энантиоморфных

классов симметрии 1, 2, 222, 3, 4, 6, 32, 422, 622, 23, 432 могут существовать в двух модификациях (правые и левые, см. *Энантиоморфизм*). Оптич. активность в таких кристаллах характеризуется противоположными знаками вращения. В кристаллах $\bar{4}$, $\bar{4}2m$ вращение вдоль оси запрещено симметрией и активность проявляется только в др. направлениях. В кристаллах классов m и $mm2$ вращение вдоль оптич. осей возможно, если оптич. оси не лежат в плоскости симметрии. Вращение вдоль осей равно по величине и противоположно по знаку. У кристаллов с симметрией $3m$, $4mm$, $6mm$ (планарные классы ср. сингоний) псевдотензор гирации полностью антисимметричен. Кристаллы этих классов наз. слабогиротропными. Вектор $\boldsymbol{E}$ обыкновенной волны в них поляризован линейно, а необыкновенной — эллиптически. Если оптически активный кристалл является поглощающим, то не только тензор диэлектрич. проницаемости, но и псевдотензор гирации становятся комплексными. Действит. часть описывает циркулярное (в общем случае — эллиптическое) двупреломление, а мнимая часть — циркулярный дихроизм (в общем случае — эллиптич. дихроизм).

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Шубников А. В., Основы оптической кристаллографии, М., 1958; Борн М., Вольф Э., Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973; Стойбер Р., Морзе С., Определение кристаллов под микроскопом, пер. с англ., М., 1974; Современная кристаллография, т. 4, М., 1981, гл. 8; см. также лит. при ст. *Кристаллография*.

Б. Н. Гречушников.

КРИСТАЛЛОФИЗИКА — область кристаллографии, изучающая связь физ. свойств кристаллов и др. анизотропных материалов (жидких кристаллов, поликристаллич. агрегатов) с их симметрией, атомной и реальной структурой и условиями получения, а также изменения свойств под влиянием внеш. воздействий. К. использует *симметрию кристаллов* как метод изучения закономерностей изменения свойств объектов, общие закономерности, установленные физикой *твёрдого тела* и связывающие атомное строение и электронную структуру со свойствами кристаллов.

При изучении мн. макроскопич. свойств кристаллических и др. материалов их можно рассматривать как сплошные однородные среды, характеризуемые своей точечной или предельной группой симметрии. В то же время мн. свойства кристаллов определяются их кристаллич. структурой (напр., оптич. спектры) или даже симметрией локального окружения исследуемого фрагмента структуры (данные радиоспектроскопических методов).

Для количественного описания анизотропных физ. свойств кристаллов в К. используется аппарат тензорного и матричного исчислений. Различают два типа тензоров — материальные и полевые. Полевые тензоры характеризуют поля внеш. воздействий (темп-ры, электрич. поля, механич. напряжений и т. д.) и не связаны с симметрией исследуемой среды. С помощью материальных тензоров описывают свойства анизотропной среды.

Симметрия макроскопич. свойств кристалла определяется точечной группой его симметрии (G) и не может быть ниже последней (*Неймана принцип*). Иными словами, группа собств. симметрии G^* материального тензора, описывающего то или иное физ. свойство такой среды (кристалла), включает элементы симметрии G, т. е. является надгруппой G ($G^* \supseteq G$). Собств. симметрия тензоров часто описывается предельными группами точечной симметрии. Нек-рые величины, характеризующие свойства кристаллов (плотность, теплоёмкость), являются скалярными. Взаимосвязь между двумя векторными полями (напр., между поляризацией $\boldsymbol{P}$ и напряжённостью электрич. поля $\boldsymbol{E}$, плотностью тока $\boldsymbol{j}$ и $\boldsymbol{E}$) или псевдовекторными величинами (напр., между магн. индукцией $\boldsymbol{B}$ и напряжённостью магн. поля $\boldsymbol{H}$) описывается тензором 2-го ранга (тензоры *диэлектрической восприимчивости*, *электропроводности*, *магнитной восприимчивости*), в общем случае линейные и нелинейные связи между тензорными полями — материальными тензорами 3-го, 4-го, 5-го и др. высших рангов (см. *Пьезоэлектричество*, *Электрострикция*, *Магнитострикция*, *Упругость*, *Фотоупругость*).

Для полной характеристики свойств анизотропной среды необходимо определить независимо все компоненты тензоров соответствующих рангов, а часто и зависимости каждой из компонент от внеш. факторов. К. разрабатывает рациональные способы таких измерений, к-рые, как правило, усложняются по мере понижения симметрии кристаллов (повышения числа независимых компонент тензоров соответствующего ранга). Так, в К. широко используется геом. представление об анизотропии физ. свойств (материальных тензоров) в виде т. н. указат. поверхностей (рис. 1); радиус-вектор такой поверхности характеризует величину

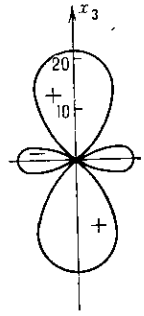


Рис. 1. Сечение указательной поверхности вращения для угла поворота плоскости поляризации света (с длиной волны $\lambda = 589{,}3$ нм) в кристалле правого α-кварца, класс симметрии 32. Знак плюс означает правое вращение вдоль главной оси x_3.

рассматриваемого свойства в данном направлении. Симметрия анизотропной среды определяет не только симметрию и число независимых компонент тензоров, описывающих то или иное физ. свойство, но и ориентацию гл. осей указат. поверхностей. Число отличных от нуля компонент тензора для среды с симметрией G определяется методами теории представлений групп.

В К. исследуются как эффекты, характерные только для анизотропных сред (двойное лучепреломление и

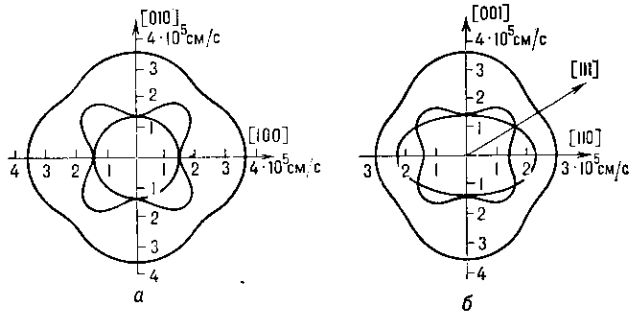


Рис. 2. Главные сечения указательной поверхности фазовых скоростей (в 10^5 см/с) упругих волн в кубическом кристалле KBr, класс симметрии $m3m$: *а* — в плоскости (100); *б* — в плоскости (110).

вращение плоскости поляризации эл.-магн. и акустич. волн, прямой и обратный пьезоэффекты и др.), так и явления, наблюдаемые и в изотропных средах (электропроводность, упругость и т. д.); в кристаллах эти явления приобретают особенности, обусловленные их анизотропией. Так, напр., в наиб. симметричном кубич. кристалле в плоскости (001) распространяются не две, как в изотропной среде, а три акустич. волны (рис. 2, *а*) и скорости двух сдвиговых волн совпадают, когда упругие волны распространяются вдоль осей 4-го порядка. Для того же кристалла в направлении пространственной диагонали [111] (рис. 2, *б*) имеет место явление внутр. конич. рефракции упругих волн.

Задачей К. является также исследование свойств кристалла при фазовых переходах. *Кюри принцип* позволяет предсказать изменение точечной и пространственной групп симметрии кристаллов при фазовых переходах (напр., в ферромагн. и сегнетоэлектрич. состояния; см. *Ферромагнетизм*, *Сегнетоэлектрики*). При описании магнитных свойств кристаллов и кристал-

лов с модулированными структурами (см. *Волны зарядовой плотности*) в К. привлекается аппарат обобщённых групп симметрии.

В К. изучается и влияние реальной структуры на физ. свойства кристаллов. К дефектам структуры чувствительны мн. свойства кристаллов: электропроводность, механич., оптич. и др. свойства. Важнейшие задачи К.— установление зависимостей изменения физ. свойств кристаллов от их состава, строения и реальной структуры, а также поиск способов управления свойствами материалов и создание новых структур (текстур и композитных материалов) с оптим. сочетанием ряда свойств для практич. применения.

Лит.: Най Дж., Физические свойства кристаллов и их описание при помощи тензоров и матриц, пер. с англ., 2 изд., М., 1967; Сиротин Ю. И., Шаскольская М. П., Основы кристаллофизики, 2 изд., М., 1979; Современная кристаллография, т. 4, М., 1981; см. также лит. к ст. *Кристаллография, Симметрия кристаллов.*

К. С. Александров.

КРИСТАЛЛОФОСФО́РЫ (от *кристаллы* и греч. phós— свет, phorós — несущий) — неорганич. кристаллич. *люминофоры* (в осн.— искусственно приготовленные). *Люминесценция* К. может возбуждаться светом, электрич. током, потоком электронов (катодолюминофоры), рентг. и радиоакт. излучениями (*сцинтилляторы*). К. могут быть полупроводники и диэлектрики (имеющие чаще всего *центры люминесценции*, образованные активаторами или дефектами кристаллич. решётки).

Основу К. обычно составляют кристаллы с шириной запрещённой зоны 1,5—10 эВ. К ним относятся в первую очередь соединения типа $A_{II}B_{VI}$ (ZnS, CdS, ZnSe, CdSe и др.), соединения $A_{III}B_{V}$, щёлочногалоидные кристаллы. Применяются также соли кислородсодержащих кислот, соединения типа гранатов и т. д. В качестве активаторов используются примеси Ag, Cu, Mg, редкоземельных и нек-рых др. элементов. К. обозначают хим. символами вещества, образующего кристаллич. структуру, и активатора, напр. ZnS·CdS : Ag, Cu. Центрами люминесценции в К. могут также служить сверхстехиометрич. атомы вещества основы (самоактивирование К.). К. применяют в люминесцентных лампах, светящихся экранах, люминесцентных панелях и индикаторах, светодиодах и т. д.

Люминесценция К. может происходить как в результате возбуждения непосредственно центров люминесценции, так и при поглощении энергии возбуждения кристаллич. решёткой или др. примесями (*сенсибилизаторами*). Механизм люминесценции К. в осн. рекомбинационный.

Осн. параметры К.— выход люминесценции, её спектр и время затухания. Выход люминесценции для К. может достигать десятков процентов и сильно зависит от концентрации активатора и неконтролируемых примесей — тушителей. Поэтому технология создания К. требует особой чистоты исходных веществ. Выход люминесценции К., особенно имеющих в своём составе специально введённые тушащие центры, зависит от темп-ры и может резко меняться при изменении темп-ры даже на неск. градусов (такие К. используют для визуализации тепловых полей в радиовизорах, тепловизорах и т. д.). В нек-рых К. при облучении видимым или УФ-светом энергия возбуждения запасается на метастабильных уровнях захвата электронов (ловушках) и может освобождаться при нагревании (термовысвечивание) или при облучении ИК-светом (вспышечные К.). Метод термовысвечивания используют для определения энергетич. спектра уровней захвата. Вспышечные К. применяют в ИК-приборах ночного видения, для визуализации распределения ИК-излучения.

Др. важный параметр К.— время затухания люминесценции. Так, в качестве сцинтилляторов, где необходимо хорошее временное разрешение, применяют К. со временем затухания в неск. наносекунд (ZnS : Ag, щёлочногалоидные кристаллы типа CsI : Tl, NaI : Tl и др.), для экранов электронно-лучевых трубок — К. со временем послесвечения от микросекунд до неск. секунд (ZnS·CdS : Cu и др.), для индикации стрелок приборов, часов и т. д.— т. н. составы врéменного действия с длительностью послесвечения до неск. часов (светосоставы на основе К. ZnSi : Cu, SrS : Cu, Bi). При включении в состав К. источника возбуждения (напр., радиоакт. солей) получают т. н. светосоставы пост. действия.

Спектр люминесценции К. определяется в осн. типами центров люминесценции, т. е. видом активатора. В люминесцентных лампах подбираются К., позволяющие получить источники света с различной цветовой температурой [чаще всего $3Ca_3(PO_4)_2Ca(F, Cl)_2$: Sb, Mn]. В телевизионных трубках используют К. с повышенной стойкостью к облучению электронами; белый цвет свечения экрана обеспечивают смешением жёлтого свечения ZnS·CdS : Ag и голубого ZnS : Ag. В цветных телевизорах применяют К. трёх цветов: ZnS : Ag — голубой, Zn_2SiO_4 : Mn — зелёный, $Zn_3(PO_4)_2$: Mn (или YVO_4 : Eu) — красный.

К др. параметрам К. относятся их стойкость к разл. облучениям и атм. воздействию, яркость свечения, зависимость выхода люминесценции от возбуждения, гранулометрич. состав для порошковых К. и т. д.

Синтез К. осуществляется чаще всего прокалкой твёрдой шихты при темп-рах 800—1500 К; нек-рые К. получают из газовой фазы или расплава. Центры люминесценции в К. можно рассматривать как сильно разбавленный раствор дефектов в регулярной решётке, а процесс синтеза К.— как растворение активатора и его диффузию, скорость к-рой и концентрация примесей могут быть рассчитаны. Добавление в шихту веществ (плавней) с темп-рой плавления ниже темп-ры синтеза К. приводит к снижению поверхностного натяжения, что ускоряет и облегчает синтез К. Атомы плавня могут служить также зарядокомпенсирующей добавкой. Так, при синтезе цинксульфидных К. в качестве плавней используют хлористые соединения.

Лит.: Гугель Б. М., Люминофоры для электровакуумной промышленности, М., 1967; Физика и химия соединений $A^{II}B^{VI}$, пер. с англ., М., 1970; Гурвич А. М., Введение в физическую химию кристаллофосфоров, 2 изд., М., 1982.

Э. А. Свириденков.

КРИСТАЛЛОХИМИ́ЧЕСКИЙ РАДИУС — характеристика атомов и ионов, позволяющая оценивать межатомные расстояния в кристаллах (см. *Атомный радиус*).

КРИСТАЛЛОХИ́МИЯ — раздел кристаллографии, в к-ром изучаются закономерности расположения атомов в кристаллах и природа хим. связи между ними. К. основана на обобщении результатов экспериментальных рентгенографич. и др. дифракц. методов исследований атомной структуры кристаллов (см. *Кристаллическая структура, Рентгеновский структурный анализ, Электронография, Нейтронография*), на классических и квантовых теориях хим. связи, на расчётах энергии кристаллич. структур с учётом симметрии кристаллов. Кристаллохим. закономерности позволяют объяснить и в ряде случаев предсказать, исходя из хим. состава вещества, расположение атомов или молекул в кристаллич. структуре и расстояния между ними.

Хим. связь между атомами в кристаллах возникает за счёт взаимодействия внеш. валентных электронов атомов, тогда как внутренние электронные оболочки практически остаются неизменными. На рис. 1 показаны типичные кривые потенц. энергии $u(r)$ межатомного взаимодействия. Равновесное расстояние r_p между атомами обычно составляет 0,15—0,40 нм (в зависимости от типа хим. связи). При сближении атомов на расстояния меньшие, чем равновесное, возникает резкое их отталкивание. Это позволяет в первом приближении приписать атомам для того или иного типа связи определ. «размеры», т. е. нек-рые пост. радиусы, и тем самым перейти от физ. модели кристалла как атомно-электронной системы к его геом. модели как системе

несжимающихся шариков. Полное кристаллохим. описание атомной структуры того или иного кристалла включает указание размеров элементарной ячейки, *пространственной группы симметрии* кристалла, координат атомов, расстояний между ними, типа хим. связи; описания окружения атомов, характерных атомных группировок, тепловых колебаний атомов и т. п.

По характеру хим. связи кристаллы делятся на четыре осн. группы — ионные кристаллы (напр., NaCl), ковалентные (напр., алмаз, кремний), металлические (*металлы* и *интерметаллические соединения*) и молекулярные кристаллы (напр., нафталин).

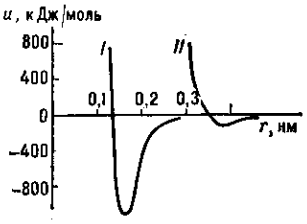


Рис. 1. Кривые энергии межатомного взаимодействия: *I* — для сильной (ионной, ковалентной, металлической) связи, *II* — для слабой (ван-дер-ваальсовой) связи.

В ионных кристаллах внешние валентные электроны переходят от атомов металлов, к-рые становятся положит. ионами (катионами), к атомам неметаллов, к-рые становятся отрицат. ионами (анионами), что приводит к электростатич. притяжению между ними (рис. 1). Ионизация атомов в ионных кристаллах не точно соответствует их формальному заряду, напр. в NaCl *эффективный заряд* Z' в Na^+ составляет $+0{,}8e$, а в Cl $Z'=-0{,}8\ e$, в силикатах эфф. заряд Si^{4+} $Z'=(1-2)e$, а кислорода O^{2-} $Z'=-(0{,}9-1{,}1)e$. Взаимодействие ионов является кулоновским, но при их соприкосновении начинают играть роль силы отталкивания между электронными оболочками; потенц. энергия их взаимодействия описывается ф-лой

$$u_{ион}(r) = -Z_1'Z_2'e^2r^{-1} + br^{-n},$$

где r — расстояние между центрами ионов; b и n — параметры, к-рые могут быть найдены из сжимаемости кристаллов; $n=(6-9)$. В межатомном пространстве в ионных кристаллах электронная плотность $\rho(r)$ близка к нулю (рис. 2, *б*).

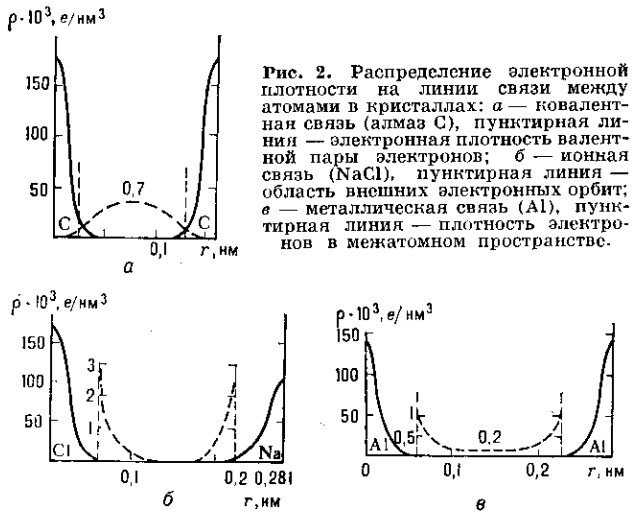


Рис. 2. Распределение электронной плотности на линии связи между атомами в кристаллах: *а* — ковалентная связь (алмаз С), пунктирная линия — электронная плотность валентной пары электронов; *б* — ионная связь (NaCl), пунктирная линия — область внешних электронных орбит; *в* — металлическая связь (Al), пунктирная линия — плотность электронов в межатомном пространстве.

В случае ковалентной связи пары валентных электронов соседних атомов обобществляются, образуя «мостики» электронной плотности между связанными атомами (рис. 2, *а*). Силы взаимодействия между атомами являются направленными и имеют квантовомеханич. природу (см. *Обменное взаимодействие*). Потенц. энергия взаимодействия феноменологически записывается в виде

$$u_{ков}(r) = ar^{-m} + C\exp(-\alpha r),$$

где $m=4$, a, α, C — константы, более точно $u_{ков}$ получают из решения методами квантовой химии ур-ния Шрёдингера.

Природа металлич. связи та же, что и ковалентной, т. е. обобществление внешних валентных электронов атомов, однако характер локализации этих электронов иной — они приблизительно равномерно заполняют всё межатомное пространство, образуя общий электронный «газ», к-рый и осуществляет коллективное взаимодействие с заряженными положительно атомами металла (рис. 2, *в*). Особый случай — т. н. электронные соединения (фазы Юм — Розери). Расстояние между атомами для трёх осн. типов сильной связи в кристаллах неорганич. соединений — ионной, ковалентной, металлической — составляет 0,15—0,25 нм, оно тем больше, чем больше электронов в атомах, образующих связь (т. е. чем больше их атомные номера Z).

В *молекулярных кристаллах* атомы внутри молекул объединены прочными ковалентными связями, а атомы соседних молекул взаимодействуют за счёт более слабых ван-дер-ваальсовых сил, имеющих дипольное и дисперсионное происхождение (см. *Межмолекулярное взаимодействие*). Расстояние между атомами соседних молекул 0,35—0,4 нм. Во многих кристаллах связь имеет промежуточный характер, напр. в кристаллах силикатов она ионно-ковалентная, у *полупроводников* (Ge, Ga, As) связь в осн. ковалентная, но с примесью ионной и металлической. В нек-рых кристаллах (напр., лёд, органич. кристаллы) существует т. н. водородная связь (см. *Межатомное взаимодействие*).

Каждому кристаллич. веществу присуща определ. кристаллич. структура, но при изменении термодинамич. условий она иногда может меняться (*полиморфизм*). Обычно чем проще ф-ла соединения, тем более симметрична его структура. Кристаллы со сходной хим. ф-лой (в смысле числа и соотношения разл. атомов) могут иметь одинаковую кристаллич. структуру, несмотря на различие типов связи (т. н. изоструктурность); напр.: изоструктурны галогениды щелочных металлов типа NaCl и нек-рые окислы (напр., MgO), ряд сплавов (напр., Ti—Ni). Существуют большие серии изоструктурных соединений с ф-лами вида AB_2, AB_3, ABX_3 и т. п. Изоструктурны кристаллы мн. элементов, напр. кристаллы γ-Fe и Cu, образующие гранецентриров. кубич. решётку, но такую же структуру имеют и отвердевшие инертные газы. Если кристаллы изоструктурны и обладают одинаковым типом связи, их наз. изоморфными (см. *Изоморфизм*). Во мн. случаях между изоморфными кристаллами возможно образование непрерывного ряда твёрдых растворов.

В геом. модели кристаллич. структуры К. использует концепцию эфф. радиусов атомов, ионов и молекул (кристаллохим. радиусы): расстояния между ближайшими атомами в кристаллич. структурах равны сумме радиусов (свойство аддитивности кристаллохим. радиусов). *Атомные радиусы* $r_{ат}$ в структурах простых веществ (элементов) с металлич. или ковалентной связью равны половине кратчайшего межатомного расстояния. Межатомные расстояния в структурах соединений с тем же типом связи хорошо описываются суммой атомных радиусов. Напр., наблюдаемое расстояние Si—C в карбиде кремния (0,189 нм) практически совпадает с суммой указанных радиусов $r_{ат}(Si)=0{,}117$ нм, $r_{ат}(C)=0{,}077$ нм, равной 0,194 нм.

Аналогично системе атомных радиусов для ионных соединений вводят систему ионных радиусов $r_и$. В классич. системе «эффективных» ионных радиусов они выбраны так, что радиусы катионов меньше радиусов анионов [напр., $r_и(Na^+)=0{,}098$ нм, $r_и(Cl^-)=0{,}181$ нм], к ним близки «физические» ионные радиусы, к-рые

выбираются по положению минимума электронной плотности между атомами.

Существует универсальная система атомно-ионных (для всех типов сильной связи) радиусов r_{ai} атомов в кристаллах [в ней, напр., $r_{ai}(C)=0{,}070$ нм, $r_{ai}(Na)=0{,}180$ нм, $r_{ai}(Cl)=0{,}100$ нм], к-рые фактически соответствуют радиусам внешних электронных оболочек атомов. Система радиусов при слабой ван-дер-ваальсовой связи описывает касания атомов соседних молекул в органич. кристаллах, где, напр., $r_м(C)=0{,}170$ нм, $r_м(Cl)=0{,}178$ нм (рис. 3). На основе экспериментальных данных построены таблицы кристаллохим. радиусов для всех типов связей.

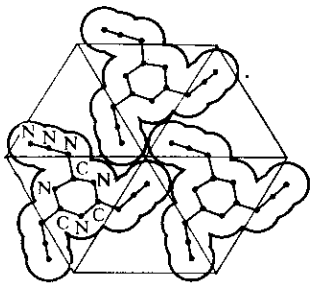


Рис. 3. Упаковка молекул триазидциануровой кислоты в кристалле.

Одним из важнейших геом. представлений в К. является теория плотной упаковки, к-рая наглядно объясняет расположение атомов в ряде металлических (рис. 4) и ионных структур. В последнем случае используется представление о заселении «пустот» в упаковке анионов катионами, имеющими меньший ионный радиус. Тогда ионные структуры можно представить как систему полиэдров — координац. многогранников, в центрах к-рых находятся катионы, а атомы анионов — это их вершины (рис. 5); полиэдры «сцеплены» рёбрами или вершинами. *Координационное число К* и вид координац. многогранника характеризуют хим. связь данного атома и структуры кристалла в целом. Напр., Be (за редким исключением) и Ge имеют тетраэдрич. окружение ($K=4$), у Al и Cr координац. многогранник — октаэдр ($K=6$). Малые координац. числа указывают на значит. роль направленной ковалентной связи, большие — на большую роль ионной или металлич. связей.

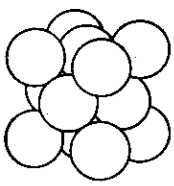


Рис. 4. Плотная упаковка атомов в кристаллической структуре Cu.

Во мн. кристаллич. структурах (графит, MoS_2 и др.) сосуществуют связи разл. типов. Такие структуры наз. гетеродесмическими, в отличие от гомодесмических — с однотипной связью (алмаз, металлы, NaCl, кристаллы инертных элементов). Для гетеродесмич. структур характерно наличие обособленных структурных группировок — фрагментов, внутри к-рых атомы соединены более прочными (обычно ковалентными) связями.

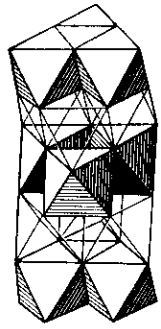


Рис. 5. Полиэдрическая структура CdI_2: в центрах полиэдров атомы Cd, в вершинах — атомы I.

Всё многообразие кристаллич. структур в К. классифицируют по хим. признакам и структурным особенностям укладки атомов. Кристаллические структуры простых веществ (элементов) определяются их положением в *периодической системе элементов* Менделеева. Их разделяют на две большие группы — металлов и неметаллов. Строение типичных металлов определяется ненаправленным характером металлич. связи, в соответствии с чем они представляют собой плотнейшие упаковки атомов (Li, Cu, K, Au и др.). Далее в периодич. системе можно (продвигаясь по ней вправо и вниз) выделить ковалентные и ковалентно-металлич. структуры (Zn, Cd, Sn и др.), гетеродесмические молекулярные структуры (S, As, Se и др.) и структуры инертных элементов (He—Xe), атомы к-рых упакованы плотно за счёт слабых ван-дер-ваальсовых связей.

Интерметаллич. структуры (напр., Cu_3Au, Mg_2Sn, Cr_2Al и др.) имеют в осн. металлич. характер связи. Громадное число неорганич. структур в К. относят к ионным — это окислы, галогениды, мн. халькогениды, силикаты, в одних из них связь имеет чисто ионный характер (напр., в NaCl, MgO, CaF_2), в других — ионно-ковалентный (кварц SiO_2 и др. силикаты). В ионных структурных единицами могут служить сложные анионы типа CO_3^{2-} (треугольник), SO_4^{2-} (тетраэдр) и др. Для нек-рых классов ионных соединений характерно наличие устойчивых структурных группировок, сочетающихся в них по-разному. Так, в силикатах осн. структурный элемент — тетраэдрич. группировка SiO_4 может выступать либо изолированно, либо образовывать пары, кольца, цепочки, слои и т. д. «Каркасные» структуры с пространственной вязью из тетраэдров SiO_4 имеют большие полости.

Соединения с ковалентной связью образуются чаще всего из элементов IV и близких к ней групп периодич. системы, имеют небольшие координац. числа. Комплексные соединения образуются островами на основе направленных связей металлов комплексообразователей (напр., $[Co(NH_3)_6]^{-1}$, $[PtCl_4]^{-1}$).

Большой раздел составляет К. органич. соединения. В нём рассматриваются правила плотной упаковки молекул, связь симметрии молекул и симметрии кристалла, типы органич. структур. Большинство органич. кристаллов построены из одного сорта молекул — гомомолекулярных структур (напр., нафталин), но существуют и кристаллы гетеромолекулярные, в к-рые в простых рациональных отношениях (1 : 1, 1 : 2) входят разл. молекулы. Важным классом органич. кристаллов являются хиральные, т. е. построенные только из правых или только из левых энантиомеров молекул (см. *Энантиоморфизм*), к к-рым принадлежат, в частности, основные малые молекулы живых систем — аминокислоты, сахара и др. Особые кристаллохим. закономерности выявляются в структуре полимерных кристаллов (цепочечные структуры), *жидких кристаллов*, *биологических кристаллов*.

Образование той или иной кристаллич. структуры определяется общим принципом термодинамики: наиб. устойчива структура, к-рая при данном давлении и данной темп-ре T имеет мин. свободную энергию $W=U-ST$, где U — *энергия связи* кристалла (энергия, необходимая для разъединения кристалла на отд. атомы или молекулы) при $T=0$К, S — *энтропия*. Свободная энергия тем выше, чем сильнее связь в кристаллах. Она составляет 400—80 кДж/моль для кристаллов с ковалентной связью, несколько меньше у ионных и металлич. кристаллов и наиб. низка для молекулярных кристаллов с ван-дер-ваальсовыми связями (4—40 кДж/моль). Теоретич. определение свободной энергии и предсказание структуры пока возможны лишь для сравнительно простых случаев. Они проводятся в рамках *зонной теории* твёрдого тела. В ряде случаев достаточно точные результаты даёт использование полуэмпирич. выражений для потенц. энергии взаимодействия атомов в кристаллах с тем или иным типом связи. Материал, накопленный К., позволяет хорошо классифицировать и интерпретировать вновь определяемые структуры кристаллов, в простейших случаях предсказывать структуру и многие физ. и физ.-хим. свойства.

Лит.: Бокий Г. Б., Кристаллохимия, 3 изд., М., 1971; Китайгородский А. И., Органическая кристаллохимия, М., 1955; Кребс Г., Основы кристаллохимии неорганических соединений, пер. с нем., М., 1971; Пенкала Т., Очерки кристаллохимии, пер. с польск., Л., 1974; Киттель Ч., Введение в физику твердого тела, пер. с англ., М., 1978; Современная кристаллография, т. 2, М., 1979; Урусов В. С., Теоретическая кристаллохимия, М., 1987.

Б. К. Вайнштейн.

КРИСТА́ЛЛЫ (от греч. krýstallos, первоначальное значение — лёд) — твёрдые тела, обладающие трёхмер-

ной периодич. атомной структурой и при равновесных условиях образования имеющие естеств. форму правильных симметричных многогранников. К.— равновесное состояние твёрдых тел. К., выросший в неравновесных условиях и не имеющий правильной огранки (или потерявший её в результате обработки), сохраняет *кристаллическую структуру* и все определяемые ею свойства.

Атомистичность К. выражается математически условием дискретности: в пространстве есть такие точки, что вокруг них в радиусе r нет ни одной симметрически равной им точки. Условие однородности на микроуровне: существует шар постоянного радиуса R, внутри к-рого всегда есть точка $\boldsymbol{x}'$, симметрично равная любой, наперёд заданной точке $\boldsymbol{x}$ [(r, R)-условие].

Если есть *группа* G, преобразующая пространство в себя при наличии (r, R)-условия, то математически доказывается, что эта группа есть G_3^3, где верх. индекс — размерность пространства, а нижний — число направлений периодичности. Группа $G_3^3 \supset T_3$ содержит подгруппу трёхмерной трансляц. периодичности T_3, к-рая описывает кристаллич. решётку относительно любой точки $\boldsymbol{x}$: имеется бесконечное множество симметрично равных ей точек, находящихся на концах векторов

$$\boldsymbol{x}' = \boldsymbol{x} + p_1\boldsymbol{a}_1 + p_2\boldsymbol{a}_2 + p_3\boldsymbol{a}_3,$$

где $p_i = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots$, $\boldsymbol{a}_i$ — периоды элементарной ячейки. Это означает, что К. на микроуровне обладают дальним порядком, т. е., зная его структуру (элементарную ячейку) вблизи любой точки $\boldsymbol{x}$, можно указать эту структуру в любой другой, далеко расположенной точке $\boldsymbol{x}'$. Кроме того, расположение атомов в кристалле может обладать и др. элементами симметрии — плоскостями, осями, это описывается одной из 230 групп пространственной симметрии.

На макроскопич. уровне К. представляют собой сплошную однородную симметричную среду, атомная микроструктура не наблюдается, но трансляционная и др. симметрии К. проявляются в их огранке и во всех физ. и физ.-хим. свойствах. Однородность К. есть макропроявление трансляц. микросимметрии и означает, что в любых участках К. (размеры к-рых существенно превышают размеры ячейки: $L \gg a_i$) все его свойства тождественны. В каком бы месте монокристалла мы не вырезали одинаково ориентированный образец нек-рой формы и размеров, любые его свойства — физические (оптические, механические и т. п.), физико-химические (растворимость поверхности, её химизм, адсорбция на ней) — одинаковы. Анизотропия К. означает зависимость большинства их свойств, напр. теплопроводности, оптических, электрических, механических, от внеш. воздействий, от направления (относительно кристаллографич. осей), по к-рому они измеряются (в отличие от изотропности — независимости от направления, это — скалярные свойства). Нек-рые свойства К. могут быть изотропными. Симметрия К. заключается в том, что разл. признаки — внеш. форма ограничённых кристаллов, анизотропия свойств, описываемая в векторной или тензорной форме,— оказываются равными для разл. направлений. Макросимметрия К. описывается одной из 32 *точечных групп симметрии* кристаллов, к-рая определяет и конкретный характер анизотропии. Анизотропия скоростей роста граней кристаллич. фазы обусловливает возникновение естеств. огранки кристаллов и определяет их внеш. форму — г а б и т у с. Кристаллич. структура, реализующаяся при данных условиях, отвечает минимуму свободной энергии. При повышении темп-ры вещество К. может перейти либо в другую кристаллич. модификацию (*полиморфизм*), либо в жидкость. Нек-рые вещества (м е з о г е н ы) переходят в жидкокристаллич. состояние (см. *Жидкие кристаллы*). Большинство твёрдых материалов являются поликристаллическими; они состоят из множества отдельных беспорядочно ориентированных мелких кристаллич. зёрен (кристаллитов). Таковы, напр., многие горные породы, техн. металлы и сплавы. Крупные одиночные К. наз. м о н о к р и с т а л л а м и. К. образуются и растут чаще всего из жидкой фазы — раствора или расплава; возможно получение К. из газовой фазы или при фазовом превращении в твёрдой фазе (см. *Кристаллизация*). В природе встречаются монокристаллы разл. размеров — от громадных [до сотен кг, К. кварца (горного хрусталя), флюорита] до мелких (К. алмаза и др.). Для науч. и пром. целей К. выращивают (синтезируют) в лабораториях и на заводах (см. *Синтетические кристаллы*). К. образуются и из таких сложных природных веществ, как белки, нуклеиновые кислоты; возможно закристаллизовать и нек-рые вирусы (см. *Биологический кристалл*). При определ. условиях получают К. полимерных веществ, построенных из цепных молекул большой мол. массы.

Г е о м е т р и я к р и с т а л л о в. Выросшие в равновесных условиях К. имеют форму правильных многогранников той или иной симметрии, грани К.— плоские, рёбра между гранями — прямолинейные. Измерения огранения кристаллов — углов между гранями методами гониометрии и анализ соотношений между ними позволяют идентифицировать К. В 18—19 вв. установлены два основных закона геом. *кристаллографии*: углы между соответствующими гранями К. одного и того же вещества постоянны (з а к о н С т е н о н а); расположение всех граней, наблюдающихся на совокупности К. данного вещества, можно характеризовать целыми числами, находящимися между собой в рациональных отношениях (з а к о н Г а ю и). Эти геом. законы привели к выводу о существовании *кристаллической решётки*, что подтвердилось после открытия дифракции рентг. лучей.

Атомная структура К. описывается как совокупность повторяющихся в пространстве одинаковых элементарных ячеек, имеющих форму параллелепипеда с рёбрами a, b, c (периодами кристаллич. решётки). Поэтому атомная плоскость кристаллич. решётки (к-рой может соответствовать грань К.) отсекает на осях координат целые числа периодов решётки (закон Гаюи). Обратные им числа (h, k, l) наз. *индексами кристаллографическими* граней и атомных плоскостей. Как правило, К. имеет грани с малыми значениями индексов, напр. (100), (110), (311). Длины рёбер a, b, c и углы α, β, γ между ними измеряются рентгенографически. Выбор осей координат производится по определ. правилам в соответствии с симметрией К.

Существуют 32 точечные группы G_0^3 симметрии К. Совокупность К., принадлежащих к данной группе, наз. классом К.; число классов равно числу групп — 32. Группы разбивают в 7 сингоний — триклинную, моноклинную, ромбическую (низшие), тетрагональную, тригональную, гексагональную (средние), кубическую (высшие). Кристаллографич. оси координат выбираются: в ромбических, тетрагональных и кубических К. соответственно с их симметрией перпендикулярно друг другу ($\alpha=\beta=\gamma=90°$); в гексагональных и тригональных — одна вдоль гл. оси симметрии и две другие — перпендикулярно ей ($\alpha=\beta=90°$) под углом $\gamma=120°$; в моноклинной сингонии — две оси перпендикулярны ($\alpha=\beta=90°$), третья наклонна к ним ($\gamma\neq90°$); в триклинной сингонии все углы между всеми осями косые ($\alpha\neq\beta\neq\gamma\neq90°$). Подробнее см. *Симметрия кристаллов*.

Огранка каждого К. подчиняется описывающей его точечной группе симметрии при равномерном росте кристаллич. многогранника (рис. 1), когда он имеет идеальную форму. Совокупность кристаллографически одинаковых граней (т. е. совмещающихся друг с другом при операциях симметрии данной группы) образует т. н. п р о с т у ю ф о р м у К. Всего существует 47 простых форм К., но в каждом классе могут реализоваться лишь нек-рые из них. К. может быть ограничен гранями одной простой формы, но чаще комбинацией этих форм (рис. 2).

Если К. принадлежит к осевому классу, то он может кристаллизоваться в зеркально равных формах — пра-

вой и левой (т. н. *энантиоморфизм*). Классич. примером неорганич. энантиоморфных К. является *кварц*. Особенно часто энантиоморфные формы встречаются в природных органич. К., напр. К. правой и левой винной кислоты (рис. 1, *б*).

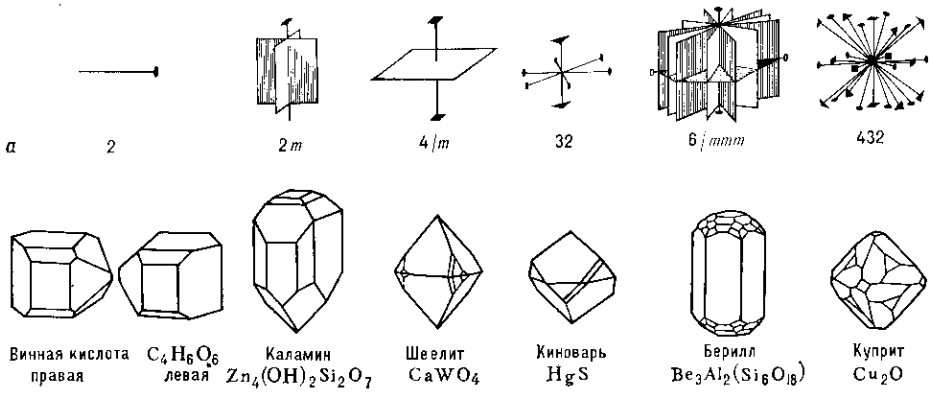


Рис. 1. Примеры расположения элементов симметрии в некоторых точечных группах различных сингоний (*а*) и соответствующая им огранка кристаллов (*б*).

При техн. выращивании К. не стремятся обязательно получить их в правильной кристаллографич. огранке. Гл. критериями качества К. являются однородность и совершенство атомной структуры К., отсутствие её дефектов. Нек-рым К. можно, используя спец. процессы выращивания, придать форму требуемого изделия — трубы, стержня, пластинки.

Неравновесные условия кристаллизации приводят к разл. отклонениям формы кристалла от правильного многогранника — к округлости граней и рёбер (в результате роста **в и ц и н а л е й** — рис. 3), возникновению пластинчатых, игольчатых, нитевидных (рис. 4), ветвистых (дендритных) К. типа снежинок. Это используется в технике выращивания К. разнообразных форм (дендритных лент Si, тонких плёнок разл. полупроводников). Если в объёме расплава образуется сразу большое число центров кристаллизации, то разрастающиеся К., встречаясь друг с другом, приобретают форму неправильных зёрен.

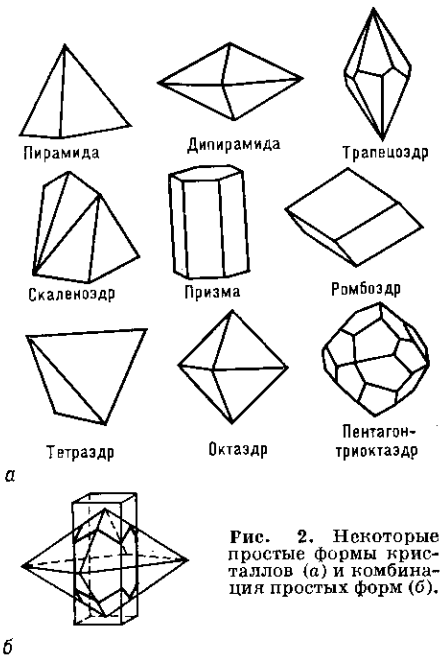


Рис. 2. Некоторые простые формы кристаллов (*а*) и комбинация простых форм (*б*).

А т о м н а я с т р у к т у р а К. Внеш. форма К., физ., физ.-хим. и иные свойства определяются их атомной структурой и её дефектами.

Методы структурного анализа К. (*рентгеновский структурный анализ, электронография, нейтронография*) позволяют определить конкретную атомную кристаллич. структуру любого вещества в кристаллич. состоянии, т. е. расположение атомов в элементарной ячейке К. и расстояния между ними, параметры колебаний атомов, распределение электронной плотности между атомами, ориентацию их магн. моментов и т. п. Примеры нек-рых простейших структур К. даны на рис. 5. Расположение атомов в К. и дефекты структуры непосредственно наблюдают с помощью электронной микроскопии атомного разрешения (рис. 6), колебания атомов, характеристики электронной структуры и др. микросвойства изучаются оптическими, резонансными, спектроскопическими и иными физ. методами.

Кристаллич. структуры классифицируют по их хим. связи, по соотношению компонент, по взаимной координации атомов (слоистые, цепные, каркасные, координац. структуры). При изменении темп-ры или давления структура К. может изменяться. Существование у данного вещества неск. кристаллич. фаз наз. **п о л и м о р ф и з м о м**. Некоторые кристаллич. структуры (фазы) являются метастабильными. Напр., термодинамич. условия синтеза алмаза — давление $P > 50$ тыс. атм и темп-ра $T > 1000$ °С, однако алмаз сохраняет свою структуру, не переходит в графит и при обычных условиях. В то же время разные соединения могут иметь одинаковую кристаллич. структуру—быть изоструктурными (см. *Изоморфизм*).



Рис. 3. Вициналь ные формы и холмики роста на грани кварца.

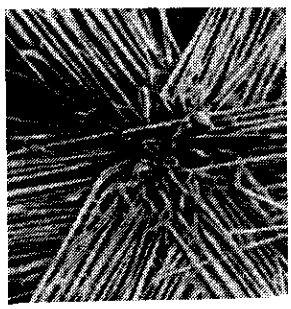


Рис. 4. Нитевидные кристаллы AlN (электронно-микроскопич. изображение, увеличено в 3000 раз).

Распределение К. по пространственным группам симметрии — соответственно по точечным группам (классам) и сингониям — неравномерно. Как правило, чем проще хим. ф-ла вещества, тем выше симметрия его К. Так, почти все металлы имеют кубич. или гексагональную структуру, основанную на т. н. плотной упаковке атомов, то же относится к простым хим. соединениям, напр. к галогенидам щелочных металлов. Усложнение хим. ф-лы вещества ведёт к понижению симметрии его

К. Органич. (молекулярные) К. вследствие сложной формы составляющих их молекул почти всегда относятся к низшим сингониям.

Тип хим. связи между атомами в К. определяет мн. их свойства. Ковалентные К. с локализованными на прочных связях электронами имеют высокую твёрдость, малую электропроводность, большие показатели преломления. Металлич. К. с высокой концентрацией

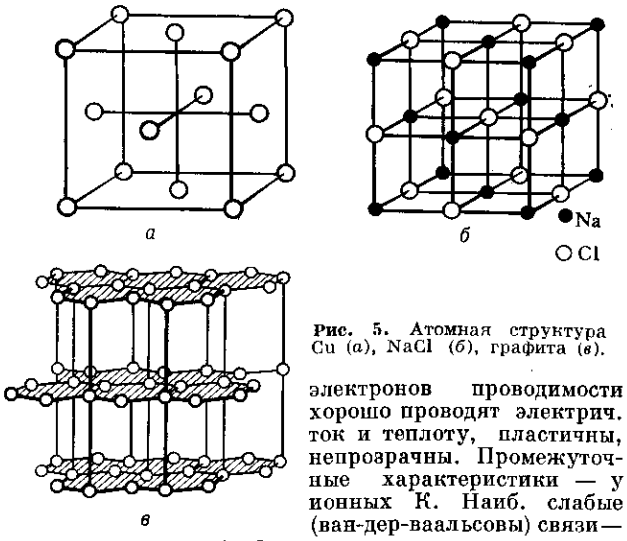


Рис. 5. Атомная структура Cu (*а*), NaCl (*б*), графита (*в*).

электронов проводимости хорошо проводят электрич. ток и теплоту, пластичны, непрозрачны. Промежуточные характеристики — у ионных К. Наиб. слабые (ван-дер-ваальсовы) связи — в молекулярных К. Они легкоплавки, механич. характеристики их низки. Более низкую атомную упорядоченность, чем у К., имеют жидкие кристаллы, аморфные тела (см. *Аморфное состояние*), неупорядоченные полимерные системы, а также *квазикристаллы*.

Структура реальных кристаллов. Вследствие нарушения равновесных условий роста и захвата примесей при кристаллизации, а также под

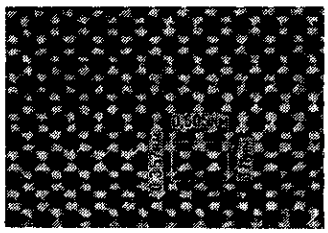


Рис. 6. Электронные микрофотографии с атомным разрешением. Проекция структуры алмаза вдоль направления [110].

влиянием разл. рода внеш. воздействий идеальная структура К. всегда имеет те или иные нарушения, к-рые сказываются на свойствах К. К ним относят точечные дефекты — вакансии, замещения атомов осн. решётки атомами примесей, внедрение в решётку инородных атомов, *дислокации* и др. (см. *Дефекты* в кристаллах). Дозируемое введение небольшого числа атомов примеси, замещающих атомы осн. решётки, широко используется в технике для изменения свойств К., напр. введение в кристаллы Si и Ge атомов III и V групп периодич. системы элементов позволяет получать кристаллич. полупроводники с дырочной и электронной проводимостями. Др. примеры примесных кристаллов — рубин, состоящий из Al_2O_3 и примеси (0,05%) Cr; иттриево-алюминиевый гранат, состоящий из $Y_3Al_5O_{12}$ и примеси (до 2%) Nd.

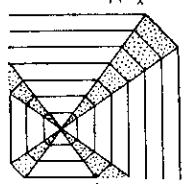


Рис. 7. Секториальное строение кристалла.

При росте К. их грани по-разному захватывают атомы примесей. Это приводит к секториальному строению К. (рис. 7). Может происходить и периодич. изменение концентрации захватываемой примеси, что даёт зонарную структуру (рис. 8). Кроме того, в процессе роста К. почти неизбежно образуются макроскопич. дефекты — включения, напряжённые области и т. д.

Реальные К. имеют мозаичное строение: они разбиты на блоки мозаики — небольшие ($\sim 10^{-4}$ см) области, в к-рых порядок почти идеален, но к-рые разориентированы по отношению друг к другу на малые углы (приблизительно неск. минут). В то же время удаётся полу-

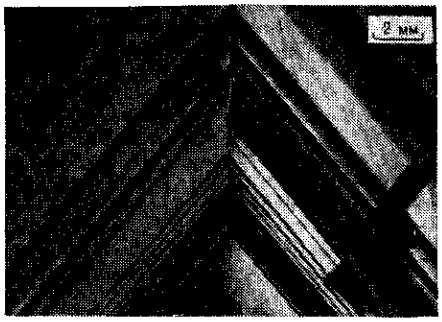


Рис. 8. Зонарная структура кристалла.

чать нек-рые синтетич. К. высокой степени совершенства, напр. бездислокационные К. кремния.

Физические свойства К. Все свойства К.— механические, электрические, магнитные, оптические, электро- и магнитооптические, транспортные (напр., диффузия, тепло- и электропроводность) и др.— обусловлены атомно-кристаллич. структурой, её симметрией, силами связи между атомами и энергетич. спектром электронов решётки, а нек-рые из свойств — дефектами структуры. Поляризуемость К., оптич. преломление и поглощение, электро- и магнитострикция, вращение плоскости поляризации (гирация), пьезоэлектричество и пьезомагнетизм, собств. проводимость характеризуются тензорами, ранг к-рых зависит от типа воздействия на К. и его отклика. Напр., напряжённость электрич. поля с компо-

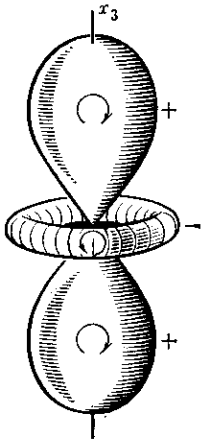


Рис. 9. Гирационная поверхность кварца. Длина вектора от центра до поверхности пропорциональна величине вращения плоскости поляризации (гирации) при прохождении света через кристалл.

нентами E_i по осям координат x, y, z вызывает в К. индукцию $D_i = \sum_k \varepsilon_{ik} E_k$, где ε_{ik} — тензор диэлектрич. проницаемости. Действие механич. напряжений σ_{ik} приводит к деформациям К. $e_{ik} = \sum_{lm} \lambda^{-1}_{iklm} \sigma_{lm}$, где λ^{-1}_{iklm} — тензор податливости, обратный тензору упругости λ_{iklm} (4-го ранга).

Анизотропию наглядно выражают т. н. гирационные поверхности (рис. 9), к-рые описываются ур-ниями с коэф. соответствующего тензора (см. *Анизотропная среда*). Для К. данного класса можно указать симметрию его физ. свойств, к-рые определ. образом связаны с точечной группой симметрии внеш. формы (см. *Кюри принцип*, *Кристаллофизика*). Принадлежность К. к той или иной точечной группе симметрии определяет возможность или невозможность тех или иных свойств и появление соответствующих ненулевых компонент материального тензора. Так, в кубич. К. свойства, выражаемые тензорами 2-го ранга (напр., прохождение света, тепловое расширение), изотропны и характерис-

тич. поверхности являются сферами, но эти К. обладают анизотропией в отношении упругих, электрооптич., пьезоэлектрич. свойств. С понижением симметрии К., как правило, возрастает анизотропия их свойств.

В нек-рых К. ионы, образующие решётку, располагаются так, что К. оказывается самопроизвольно (спонтанно) электрически поляризованным (*пироэлектрики*). Пироэлектриками являются К. 10 классов, имеющих одну ось симметрии или совпадающую с ней плоскость симметрии. В К. 20 классов без центра симметрии возможна электрич. поляризация под действием деформации (*пьезоэлектрики*). При полиморфных фазовых переходах свойства К. меняются. Напр., при темп-рах ниже 123К К. KH_2PO_4 теряет одну из плоскостей симметрии и приобретает спонтанную электрич. поляризацию, становится *сегнетоэлектриком*.

Оптич., электрич., магнитные, гальваномагнитные и др. свойства К. *диэлектриков*, *полупроводников* и *металлов* связаны с зонным характером электронного энергетич. спектра (см. *Зонная теория*) и колебаниями кристаллич. решётки (см. *Динамика кристаллической решётки*). Особыми свойствами квантовой диффузии обладают *квантовые кристаллы* ^{3}He.

Ряд свойств К. зависит от кол-ва и типов дефектов в К. Таковы прочность и пластичность и др. Из-за наличия дислокаций пластич. деформирование К. происходит при напряжениях, в десятки и сотни раз меньших теоретически вычисленного. В бездислокационных К. (германия, кремния), а также в *нитевидных кристаллах* прочность достигает теоретич. значений — она в 10—100 раз больше, чем прочность в обычных К. Окраска многих К. (напр., *рубина*) связана с наличием в них тех или иных примесных атомов.

Применения кристаллов основаны на использовании нек-рых физ. свойств, напр. высокой твёрдости, прозрачности и т. п., а также на способности преобразовать поступающее на них воздействие, в частности одно физ. поле в другое, напр. механическое в электрическое и магнитное и обратно, электрическое в оптическое и т. д. Пьезо- и сегнетоэлектрич. К. (кварц и др.) применяются в радиотехнике. Важнейшие области совр. техники — информатика, *микроэлектроника*, вычислительная техника основаны на использовании полупроводниковых К. и монокристаллич. плёнок (германий, кремний, GaAs и др.). К. кремния широко используются как фотоэлектрич. элементы. В запоминающих устройствах применяются К. магнитодиэлектриков и ферритов. Фоторефрактивные К. (ниобат лития и др.) служат оптич. голографич. запоминающими устройствами громадной ёмкости. К. галогенидов щелочных металлов, сапфира и др. используют в оптике как окна, прозрачные в той или иной области (ИК, видимой, УФ) спектра. Исключит. значение имеют ионные К. для квантовой электроники (рубин, иттриево-алюминиевый гранат и др.), полупроводниковые лазерные К. В технике управления световыми пучками используют К., обладающие электрооптич. свойствами, нелинейные оптич. К. (KH_2PO_4 и др.) используют для удвоения частоты лазерного излучения. Для измерения слабых изменений темп-ры применяются пироэлектрич. К. (пировидиконы), кристаллы $Cd_{1-x}Hg_xTe$ — фотоприёмники в ИК-области. Для измерения и осуществления малых механич. и акустич. воздействий используют К. пьезоэлектриков, пьезомагнетиков (см. *Пьезомагнетизм*), пьезорезисторов и т. п. Высокие механич. свойства сверхтвёрдых К. (алмаз и др.) используются в обработке материалов и в бурении. Высокопрочный, коррозионно-стойкий, обладающий широким оптич. пропусканием и теплопроводностью сапфир (Al_2O_3) — прекрасный конструкционный материал. К. рубина служат опорными элементами в часах и др. точных приборах.

Лит.: Костов И., Кристаллография, пер. с болг., М., 1965; Шаскольская М. П., Кристаллография, М., 1976; Киттель Ч., Введение в физику твердого тела, пер. с англ., М., 1978; Современная кристаллография, т. 1—4, М., 1979—81; см. также лит. при ст. *Кристаллография*.

Б. К. Вайнштейн.

КРИСТО́ФФЕЛЯ СИ́МВОЛЫ — коэффициенты (дифференциально-геометрической) связности системы криволинейных координат или многообразия в римановой геометрии. При общей замене координат $x^i=x^i(z^1, \ldots, z^n)$ (при $\partial^2x^i/\partial z^k\,\partial z^l\neq 0$) К. с. Γ^k_{rs} определяются ф-лой

$$\Gamma^k_{rs}=-\frac{\partial x^i}{\partial z^r}\frac{\partial x^j}{\partial z^s}\frac{\partial^2 z^k}{\partial x^i\,\partial x^j}$$

и преобразуются по закону

$$\Gamma^k_{rs}\to\Gamma'^k_{rs}=\frac{\partial z^k}{\partial x^i}\left(\Gamma^i_{pq}\frac{\partial x^p}{\partial z^r}\frac{\partial x^q}{\partial z^s}+\frac{\partial^2 x^i}{\partial z^r\,\partial z^s}\right),$$

т. е. не являются тензором. К. с. возникают при определении *ковариантной производной*. Связность риманова многообразия согласована с метрикой, если метрич. тензор g_{ij} ковариантно постоянен, т. е. его ковариантная производная $g_{ij;\,k}=0$. В этом случае верны ф-лы Кристоффеля

$$\Gamma^k_{ij}=\frac{g^{kl}}{2}\left(\frac{\partial g_{lj}}{\partial x^i}+\frac{\partial g_{il}}{\partial x^j}-\frac{\partial g_{ij}}{\partial x^l}\right).$$

В евклидовой геометрии существует (евклидова) система координат, в к-рой $\Gamma^k_{rs}=0$. В римановой геометрии выбором системы координат можно обратить К. с. в нуль лишь в точке (локально-евклидова система).

В. И. Павлов.

КРИТИ́ЧЕСКАЯ МА́ССА — минимальное кол-во ядерного горючего, содержащего делящиеся нуклиды (^{233}U, ^{235}U, ^{239}Pu, ^{251}Cf), при к-ром возможно осуществление *ядерной цепной реакции* деления (см. *Деление ядер*, *Ядерный реактор*, *Ядерный взрыв*). К. м. зависит от размеров и формы системы, а также от её хим. состава. К. м. растёт пропорц. квадрату (или кубу) линейных размеров системы. Зависимость от формы связана с утечкой нейтронов через поверхность. Чем больше поверхность, тем больше К. м. Минимальная К. м. имеет сферич. поверхность. Применение отражателей нейтронов снижает К. м. Наименьшей К. м. обладают растворы солей чистых делящихся нуклидов в воде с водяным отражателем нейтронов. Для ^{235}U К. м. равна 0,8 кг, для ^{239}Pu — 0,5 кг, для ^{251}Cf — 10 г.

КРИТИ́ЧЕСКАЯ ОПАЛЕСЦЕ́НЦИЯ — см. *Опалесценция критическая*.

КРИТИ́ЧЕСКАЯ ПЛО́ТНОСТЬ ВСЕЛЕ́ННОЙ — значение плотности вещества во *Вселенной*, определяемое выражением

$$\rho_c=3H^2/8\pi G,$$

где H — постоянная Хаббла (см. *Хаббла закон*), G — постоянная тяготения Ньютона. В однородных изотропных моделях Вселенной (см. *Космологические модели*) с равной нулю *космологической постоянной* величина ρ_c является критич. значением плотности, отделяющим модель замкнутой Вселенной ($\rho>\rho_c$, где ρ — реальная ср. плотность всех видов материи) от модели открытой Вселенной ($\rho<\rho_c$).

В случае $\rho>\rho_c$ тяготение материи достаточно велико, оно сильно замедляет расширение Вселенной, и в будущем её расширение должно смениться сжатием. Трёхмерное пространство в рассматриваемых моделях при $\rho>\rho_c$ имеет положит. кривизну, замкнуто, объём его конечен.

При $\rho<\rho_c$ тяготение недостаточно для того, чтобы остановить расширение, и Вселенная в этих условиях неограниченно расширяется в будущем. Трёхмерное пространство в рассматриваемых моделях имеет отрицат. кривизну, объём его бесконечен (в простейшей топологии).

Постоянная Хаббла H известна из астрономич. наблюдений со значит. неопределённостью: $H=(50—100)$ км/(с·Мпк). Отсюда возникает неопределённость в

значении К. п. В. $\rho_c=(5\cdot10^{-30}-2\cdot10^{-29})$ г/см^3. С др. стороны, наблюдения показывают, что усреднённая плотность вещества $\bar{\rho}\approx3\cdot10^{-31}$ г/см^3, входящего в состав галактик, по-видимому, существенно меньше К. п. В. Однако, возможно, во Вселенной имеются трудноналюдаемые формы материи, т. н. скрытые массы. Кол-во *скрытой массы* неизвестно, поэтому вопрос о соотношении между полной плотностью материи во Вселенной и К. п. В. остаётся открытым.

Лит.: Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Строение и эволюция Вселенной, М., 1975; Пиблс П., Физическая космология, пер. с англ., М., 1975.

КРИТИ́ЧЕСКАЯ СВЕТИ́МОСТЬ (эддингтоновская светимость). Светимость (L) звезды наз. критической ($L_{кр}$), если соответствующая ей сила давления излучения на вещество звезды уравновешивает силу гравитац. притяжения. Понятие «К. с.» впервые введено А. С. Эддингтоном (A. S. Eddington) в сер. 20-х гг. 20 в. ($L_{кр}$ наз. также эддингтоновским пределом светимости). Светимость $L_{кр}$ является макс. верх. пределом светимости для звёзд, находящихся в статич. состоянии, а также излучающих за счёт гравитац. сжатия или аккреции. При $L>L_{кр}$ вещество должно истекать из звезды.

Сила давления излучения на вещество определяется механизмами взаимодействия излучения с веществом, среди них — главные: 1) рассеяние излучения свободными электронами; для обычных звёзд это в осн. *томсоновское рассеяние света* с сечением $\sigma_T=6{,}65\cdot10^{-25}$ см^2, не зависящим от частоты рассеиваемого излучения; 2) поглощение излучения при свободно-свободных (тормозных) переходах электронов в кулоновском поле ионов; 3) поглощение излучения не полностью ионизованными атомами при связанно-связанных и связанно-свободных переходах электронов, к-рое сложным образом зависит от частоты поглощаемого излучения, хим. состава и физ. состояния звёздного вещества.

Определим величину К. с. звезды с массой M в условиях, когда её вещество полностью ионизовано и доминирует механизм томсоновского рассеяния излучения свободными электронами. Рассмотрим электронейтральный сгусток вещества, к-рый расположен на расстоянии R от центра звезды, содержит ZN свободных электронов и N ионов с зарядом Ze и массой Am_p каждый (e — заряд электрона, m_p — масса протона). Этот сгусток притягивается звездой с силой $f_{гр}=GMNAm_p/R^2$, действующей в осн. на массивные ионы, и отталкивается от звезды с силой давления излучения $f_{из}=LNZ\sigma_T/4\pi cR^2$, действующей на свободные электроны. В статич. состоянии ионный и электронный компоненты вещества тесно связаны друг с другом силой электрич. поля, к-рое компенсирует действие сил $f_{гр}$ и $f_{из}$ и препятствует тем самым разделению компонентов плазмы. Это поле обусловлено положит. зарядом звезды Q, возникающим на стадии установления равновесного состояния в результате потери звездой незначит. доли электронов из-за светового давления. Величина Q стабилизируется как раз на уровне, когда электрич. сила, действующая на электроны, достигает величины, сравнимой с силой светового давления. Приравнивая $f_{гр}$ и $f_{из}$, находим значение К. с. звезды в условиях, когда доминирует томсоновское рассеяние излучения:

$$L_{кр}^{(e)}=\frac{4\pi GMm_pA}{Z\sigma_T}=1{,}3\cdot10^{38}\left(\frac{M}{M_\odot}\right)\frac{A}{Z},\ \text{эрг/с},$$

где $M_\odot$ — масса Солнца. Отметим, что $L_{кр}^{(e)}$ зависит только от массы M и состава плазмы звезды и не зависит от её радиуса благодаря одинаковой ($\sim R^{-2}$) зависимости силы гравитации и силы давления излучения от расстояния. Для жёсткого рентг. и γ-излучения сечение рассеяния на свободных электронах $\sigma_K<\sigma_T$ (см. *Комптона эффект*). В этом случае $L_{кр}>L_{кр}^{(e)}$.

В условиях частичной ионизации вещества механизм поглощения излучения доминирует над томсоновским рассеянием, эфф. сечение взаимодействия излучения с веществом $\sigma>\sigma_T$. При этом $L_{кр}<L_{кр}^{(e)}$ (различие может достигать 1—2 порядков). Светимость звезды L в зонах частичной ионизации вещества может превысить локальное значение $L_{кр}$. Если зона со сверхкритич. светимостью достаточно тонка, то в ней развивается конвекция, но звезда в целом остаётся равновесной. При малой плотности вещества перенос тепла конвекцией малоэффективен и наличие зоны со сверхкритич. светимостью может привести к истечению вещества из звезды, осн. масса к-рой остаётся в равновесии. При отсутствии сферич. симметрии возможно превышение светимости над $L_{кр}$. Гипотетич. сверхмассивные звёзды с массами 10^6—10^9 $M_\odot$ должны иметь светимость, близкую к К. с. по всей звезде, причём одноврем. выполнение условий механич. и теплового равновесия этих звёзд возможно только в условиях конвективного переноса энергии. Светимость, близкая к К. с., возникает при *аккреции* вещества на чёрную дыру или нейтронную звезду, находящуюся в достаточно плотном газовом облаке. Если светимость при аккреции $L_{ак}=\varepsilon c^2\dot{M}$ (M — поток массы, ε — эффективность переработки гравитац. энергии в энергию излучения), то критич. поток массы при $\sigma=\sigma_T$, $A/Z=1$ и значении $\varepsilon=0{,}1$ есть

$$\dot{M}_{кр}=L_{кр}^{(e)}/(\varepsilon c^2)=2\cdot10^8\left(\frac{M}{M_\odot}\right),\ M_\odot/\text{год}.$$

Сверхмассивные чёрные дыры в состоянии аккреции, а также быстровращающиеся сверхмассивные звёзды рассматриваются в качестве моделей активных галактич. ядер и квазаров. Условие того, что светимость объекта не может превышать К. с., даёт наиб. надёжную оценку масс квазаров и активных ядер галактик. В модели сверхзвезды эта оценка определяет фактич. значение её массы.

Лит.: Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Релятивистская астрофизика, М., 1967.

Г. С. Бисноватый-Коган, А. Ф. Илларионов.

КРИТИ́ЧЕСКАЯ СИ́ЛА в теории упругости и пластичности — наименьшая продольная сила, при к-рой возможны как прямолинейная, так и криволинейная формы равновесия первоначально прямолинейного бруса (см. *Продольный изгиб*). К. с. зависит от механич. характеристик материала бруса, формы его поперечного сечения, условий закрепления, а при пластич. деформациях — и от податливости конструкции, элементом к-рой он является. К. с. упругого бруса определяется ф-лой Эйлера:

$$P_{кр}=\pi^2EI/(\mu l)^2,$$

где E — модуль продольной упругости материала, I — наим. значение центр. момента инерции поперечного сечения, l — длина бруса, μ — коэф., учитывающий условия закрепления. Напр., для бруса со свободно опёртыми концами $\mu=1$; для бруса, один конец к-рого жёстко заделан, а другой свободен, $\mu=2$. При пластич. деформациях пользуются ф-лой Кармана; так, для бруса со свободно опёртыми концами

$$P_{кр}=\pi^2K_1I/l^2,$$

где K_1 — модуль Кармана; для бруса прямоугольного сечения

$$K_1=\frac{4E\,d\sigma/d\varepsilon}{(\sqrt{E}+\sqrt{d\sigma/d\varepsilon})^2},$$

а $d\sigma/d\varepsilon$ (модуль упрочения) определяется из эксперим. зависимости между напряжением σ и деформацией ε при растяжении (сжатии).

И. В. Кеппен.

КРИТИ́ЧЕСКАЯ СКО́РОСТЬ в гидроаэромеханике — скорость течения среды v, равная местной *скорости звука* c в данной среде. Т. к. для *совершенного газа*

$$c=\sqrt{(\partial p/\partial\rho)_S}=\sqrt{\gamma p/\rho}=\sqrt{\gamma RT/\mu}$$

(где p, ρ, S, T — соответственно давление, плотность,

энтропия и темп-ра газа, R — универсальная газовая постоянная, μ — мол. масса газа, $\gamma = c_p/c_V$ — отношение теплоёмкостей при постоянных давлении и объёме), то интеграл Бернулли (см. *Бернулли уравнение*)

$$[\gamma p/(\gamma-1)\rho] + v^2/2 = \text{const} = H_0$$

можно переписать в виде

$$v^2/2 + c^2/(\gamma-1) = H_0,$$

где $H_0 = c_p T_0$ — *энтальпия* торможения, T_0 — темп-ра адиабатного торможения. Т. о., К. с. $v_{кр}$, определяемая условием $v=c$, или $c_{кр}=c_{кр}$, характеризует переход дозвукового течения при $v<c$ в *сверхзвуковое течение* при $v>c$. К. с. выражается ф-лой

$$v_{кр} = c_{кр} = \sqrt{2(\gamma-1)c_p T_0/(\gamma+1)} = \sqrt{2\gamma R T_0/\mu(\gamma+1)},$$

т. е. для данного газа К. с. зависит только от темп-ры адиабатного торможения T_0. К. с. достигается в наиб. узком поперечном сечении сверхзвукового *сопла*, на линии тока за отсоединённой от обтекаемого тела ударной волной и в др. случаях течения.

КРИТИ́ЧЕСКАЯ ТЕМПЕРАТУ́РА — темп-ра, соответствующая *критической точке* или точке *фазового перехода* 2-го рода.

КРИТИ́ЧЕСКАЯ ТО́ЧКА — точка на диаграмме состояния веществ, соответствующая критическому состоянию, в к-ром две (или более) фазы, находящиеся в термодинамич. равновесии, становятся тождественными по своим свойствам. В частности, с приближением к критическому состоянию различия в плотности, составе и др. свойствах сосуществующих фаз, а также теплота фазового перехода и межфазное поверхностное натяжение уменьшаются, а в К. т. равны нулю.

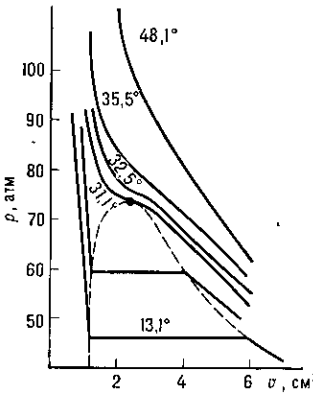


Рис. 1. Изотермы двуокиси углерода для нескольких температур, p — давление, v — удельный объём, K — критическая точка. Сплошные линии — изотермы, штриховые — кривые сосуществования жидкости и газа.

На диаграмме состояния однокомпонентной системы существует лишь одна К. т. равновесия жидкость — газ, характеризующаяся значениями критич. темп-ры T_c, критич. давления p_c, критич. удельного объёма v_c (см. табл. и рис. 1).

Критические параметры некоторых веществ

	T_c, К	p_c, МПа	$v_c \cdot 10^6$, м³/моль
Гелий He	5,19	0,227	57,4
Водород H_2	33,24	1,30	65,0
Неон Ne	44,4	2,654	41,7
Азот N_2	126,25	3,400	90,1
Оксид углерода CO	132,93	3,499	93,0
Аргон Ar	150,65	4,86	74,67
Кислород O_2	154,58	5,043	78
Метан CH_4	190,66	4,626	99,38
Криптон Kr	209,39	5,49	91,9
Ксенон Xe	289,74	5,83	118,29
Диоксид углерода CO_2	304,13	7,375	94,04
Этан C_2H_6	305,33	4,871	147,1
Гексафторид серы SF_6	318,687	3,760	200,1
Пропан C_3H_8	369,85	4,247	200,0
Сероводород H_2S	373,6	9,007	97,4
Диоксид серы SO_2	430,7	7,88	122
Триоксид серы SO_3	491,4	8,49	126
Вода H_2O	647,30	22,12	56
Ртуть Hg	1460	166,1	48
Литий Li	3200	68,9	66

При темп-рах выше T_c возможен непрерывный (без фазового превращения) переход вещества из газообразного состояния в жидкое, поэтому К. т. является конечной точкой линии двухфазного равновесия.

В К. т. соприкасаются линия двухфазного равновесия (бинодаль) и граница термодинамич. устойчивости (спинодаль), поэтому К. т. характеризуется условием $(\partial p/\partial V)_T = (\partial^2 p/\partial V^2)_T = 0$. В бинарных (двухкомпонентных) растворах существуют линии К. т. (критич. кривые), при этом возможны не только К. т. равновесия жидкость — газ (рис. 2), но и К. т. равновесия двух жидких фаз (К. т. растворимости, рис. 3), двух газовых фаз (рис. 4) или двух твёрдых фаз. Линии К. т. равновесия жидкость — газ начинаются и оканчиваются в К. т. индивидуальных веществ. Чаще всего (в однокомпонентной системе всегда) расслоение на две фазы происходит при понижении темп-ры. Однако в растворах возможно существование нижних К. т. или даже одновременно нижних и верхних К. т. (рис. 5). К. т. растворов дополнительно характеризуются критической концентрацией x_c. К. т. любого типа в бинарных растворах определяется условием

$$(\partial\mu/\partial x)_{p,T} = (\partial^2\mu/\partial x^2)_{p,T} = 0,$$

где $\mu = \mu_2 - \mu_1$ — разность хим. потенциалов компонентов раствора, x — концентрация одного из компонентов. Линии К. т. равновесия жидкость — жидкость и газ — газ обычно пересекаются с линиями др. фазовых равновесий. При этом К. т. равновесия двух фаз в присутствии третьей (некритич. фазы) наз. конечной критич. точкой. В многокомпонентных растворах (3 и более компонентов) существуют линии конечных К. т. В точке, где сливаются линии конечных К. т. равновесия жидкость — жидкость (в присутствии некритич. газовой фазы) и равновесия жидкость — газ (в присутствии некритич. жидкой фазы), становятся

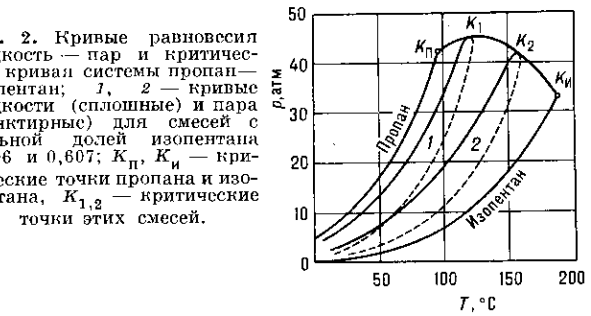


Рис. 2. Кривые равновесия жидкость — пар и критическая кривая системы пропан — изопентан; *1*, *2* — кривые жидкости (сплошные) и пара (пунктирные) для смесей с мольной долей изопентана 0,206 и 0,607; $K_п$, $K_и$ — критические точки пропана и изопентана, $K_{1,2}$ — критические точки этих смесей.

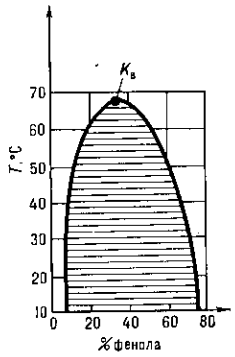


Рис. 3. Кривая расслоения на две фазы жидкого раствора вода — фенол при p=const, $K_в$ — верхняя критическая точка. Заштрихована область двухфазного равновесия.

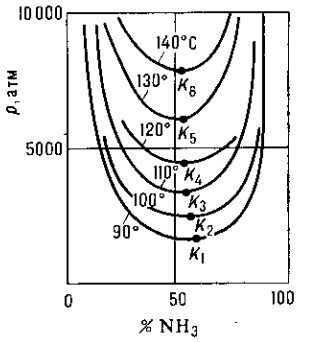


Рис. 4. Кривые фазового равновесия газ — газ в системе азот — аммиак при высоких давлениях, K_i — критические точки.

тождественными 3 фазы. Такая точка наз. **трикритической**. Возможно существование точек высш. порядка (**поликритических**), в к-рых становятся тождественными 4 фазы и более.

Переход системы из однофазного состояния в двухфазное вне К. т. и изменение состояния в самой К. т. существенно различаются. В первом случае при расслаивании на две фазы переход начинается с появлением небольшого кол-ва (зародыша) 2-й фазы, свойства к-рой отличаются от свойств 1-й фазы, что сопровождается выделением или поглощением теплоты фазового перехода. Поскольку возникновение зародыша новой фазы приводит к появлению поверхности раздела фаз и поверхностной энергии, для его рождения требуется определ. энергия. Это означает, что такой фазовый переход (1-го рода)

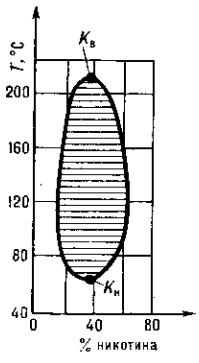


Рис. 5. В двухкомпонентной жидкой системе никотин — вода имеются верхняя критическая точка растворения $K_в$ и нижняя $K_н$; заштрихована область двухфазного равновесия.

может начаться лишь при нек-ром переохлаждении (перегреве) вещества, способствующем появлению устойчивых зародышей новой фазы (см. *Кинетика фазовых переходов*).

К. т. обнаруживает глубокую аналогию с точками фазовых переходов 2-го рода: в К. т. фазовый переход происходит в масштабах всей системы, а свойства флуктуационно возникающей новой фазы бесконечно мало отличаются от свойств исходной фазы. Поэтому возникновение новой фазы не связано с поверхностной энергией, т. е. исключается перегрев (переохлаждение), и фазовый переход не сопровождается выделением или поглощением теплоты, что характерно для фазовых переходов 2-го рода. Как и вблизи фазовых переходов 2-го рода, вблизи К. т. наблюдается ряд особенностей в поведении физ. свойств, обусловленных аномальным ростом флуктуаций.

Лит. см. в ст. *Критические явления*. *М. А. Анисимов.*

КРИТИ́ЧЕСКИЕ ПОКАЗА́ТЕЛИ (критические индексы) — показатели степеней в степенны́х зависимостях термодинамич. величин от темп-ры, давления, плотности и т. д. вблизи точки *фазового перехода* 2-го рода (или критические точки). Типичная зависимость, например, теплоёмкости C_V от темп-ры T имеет вид: $C_V \sim |T-T_C|^{-\alpha}$, где T_C — темп-ра фазового перехода, α — К. п. теплоёмкости. Кроме того, существует ряд К. п., характеризующих пространственное поведение корреляц. ф-ций вблизи точки перехода. Осн. К. п. приведены в табл. 1.

Табл. 1.

Величины	Теплоёмкость	Восприимчивость	Средний параметр порядка	Радиус корреляции	Функция корреляции
Обозначения	C_V	χ	$\langle\varphi\rangle$	r_C	$G(x)$
$h=0$	$\|\tau\|^{-\alpha}$	$\|\tau\|^{-\gamma}$	$\|\tau\|^{\beta}$ $(\tau<0)$	$\|\tau\|^{-\nu}$	$x^{-d+2-\eta}(x \ll r_C)$
$T=T_C$		$h^{(1/\delta)-1}$	$h^{1/\delta}$		

Здесь $\tau = T/T_C - 1$, h — обобщённое внеш. поле, χ — обобщённая восприимчивость.

Согласно общей теории фазовых переходов 2-го рода, К. п. определяется набором размерностей Δ_i независимых флуктуирующих величин A_i при масштабном преобразовании $A_i(\lambda x) \to \lambda^{-\Delta_i} A(x)$. Размерности Δ_i обладают свойством универсальности, т. е. зависят только от размерности системы $d=2,3$ и симметрии *параметра порядка* (известные исключения из этого правила связаны для $d=3$ с наличием дальнодействующих сил, как, напр., в одноосных сегнетоэлектриках). Требование *масштабной инвариантности* приводит к установлению ряда соотношений между К. п., напр.

Табл. 2. — **Критические показатели однокомпонентных систем**

Показатель	Эксперимент		Теория		
	Жидкости	Одноосные магнетики	Высокотемпературные ряды	ε-разложение	Суммирование ε-разложений
α	0,12±0,04	0,08—0,1	0,11—0,13	0,077	0,11± ±0,05
β	0,34±0,01	0,33—0,35	0,312±0,05	0,340	0,325± ±0,0015
γ	1,22±0,02	1,15±0,02	1,245—1,250	1,244	1,241± ±0,002
δ	4,6±0,2		5,0—5,2	4,46	
η	0,05±0,01		0,055±0,010	0,037	0,031± ±0,004

$\alpha+2\beta+\gamma=2$, $\beta\delta=\beta+\gamma$, $\alpha=2-d\nu$, $\delta=(d+2-\eta)/(d-2+\eta)$, так что независимыми являются лишь два К. п. Осн. методами приближённого вычисления К. п. являются метод ренормализационной группы (ε-разложение) и исследование высокотемпературных разложений. Фактически в большинстве случаев К. п. α и η оказываются численно малыми ($\alpha \sim 0{,}1$, $\eta \sim 0{,}05$), что позволяет определить остальные («большие») К. п.: $\beta \simeq 1/3$, $\nu \simeq 2/3$, $\gamma \simeq 4/3$, $\delta \simeq 5$. Нек-рые эксперим. и теоретич. результаты для К. п. при $\alpha=3$ приведены в табл. 2.

Для ряда двумерных фазовых переходов К. п. удаётся вычислить точно, напр. в *Изинга моделях* и 8-вершинной, а также в XY-модели (см. *Двумерные решёточные модели*). В модели Изинга К. п. универсальны: $\alpha=0$, $\beta=1/8$, $\delta=15$, $\gamma=7/4$, $\nu=1$, $\eta=1/4$. В 8-вершинной и XY-моделях, а также в нек-рых других К. п. неуниверсальны (зависят от параметров взаимодействия), что связано с существованием флуктуирующих величин с размерностями $\Delta_i = d$.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, 3 изд., ч. 1, М., 1976, гл. 14; Паташинский А. З., Покровский В. Л., Флуктуационная теория фазовых переходов, 2 изд., М., 1982.

М. В. Фейгельман.

КРИТИ́ЧЕСКИЕ ЯВЛЕ́НИЯ — специфич. явления, наблюдаемые вблизи *критических точек* жидкостей и растворов, а также вблизи точек *фазовых переходов* 2-го рода: рост сжимаемости вещества в окрестности критич. точки равновесия жидкость — газ; возрастание магн. восприимчивости и диэлектрич. проницаемости в окрестности *Кюри точек* ферромагнетиков и сегнетоэлектриков (рис. 1); замедление взаимной диффузии веществ вблизи критич. точек растворов и уменьшение коэф. температуропроводности вблизи критич. точки чистой жидкости; аномально большое поглощение УЗ; критич. опалесценция и др. Во всех случаях наблюдается аномалия теплоёмкости (рис. 2). Эти явления связаны с аномальным

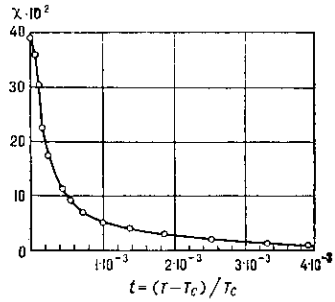


Рис. 1. Изменение мольной магнитной восприимчивости χ ферромагнетика (монокристалла) с температурой T вблизи точки Кюри T_C.

ростом флуктуаций и их взаимодействием (корреляцией). Иногда говорят о критич. области как об области параметров состояния, в к-рой флуктуации велики.

Для каждого объекта можно выделить определ. физ. параметры (*параметры порядка*), флуктуации к-рых аномально растут вблизи точки перехода, т. е. являются критическими. Для чистых жидкостей такими параметрами являются плотность и уд. энтропия, для растворов — концентрация, для ферромагнетиков и сегнетоэлектриков — намагниченность и поляризация, для смектич. жидких кристаллов — амплитуда волны плотности и т. д. Именно рост флуктуаций плотности и концентрации приводит к аномальному рассеянию света, рентг. лучей, нейтронов вблизи критич. точек жидкостей и жидких растворов (рис. 3), сильному поглощению звука (рис. 4), изменению характера броуновского движения, аномалиям вязкости, теплопроводности и др.

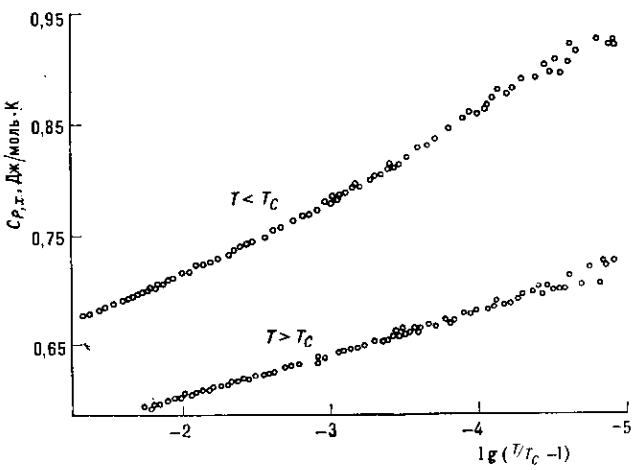


Рис. 2. Изобарная теплоёмкость C_p вблизи критической точки T_C жидкость — жидкость раствора нитроэтан—изооктан.

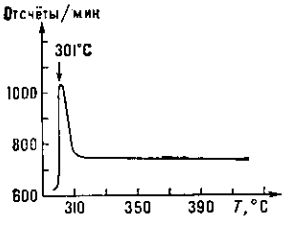


Рис. 3. Температурная зависимость рассеяния рентгеновских лучей смесью жидких металлов Li и Na.

Эксперим. исследование К. я. связано с рядом специфич. трудностей, обусловленных большой восприимчивостью систем вблизи критич. состояния к внеш. воздействиям. Среди наиб. характерных факторов, искажающих истинный вид критич. аномалий: гравитац. эффект вблизи критич. точек жидкостей (гидростатич. градиент давления приводит к заметной неоднородности плотности вещества, рис. 5); неоднородности темп-ры (тепловое равновесие не устанавливается в течение мн. часов или даже суток); примеси равновесные и неравновесные, т. н. замороженные (примеси меняют характер критич. аномалий, рис. 6).

Универсальность критических явлений. Сходство К. я. в объектах разной природы позволяет рассматривать их с единой точки зрения. У всех объектов существуют определ. физ. величины, температурная зависимость к-рых вблизи точек переходов разл. природы одинакова или почти одинакова (табл.). Отсюда следует предположение об изоморфности К. я.: термодинамич. ф-ции вблизи критич. точек одинаковым образом зависят от темп-ры и параметра порядка при соответствующем выборе термодинамич. переменных. Эксперим. переменные могут не совпадать с изоморфными, тогда характер критич. аномалий меняется. Практич. смысл гипотезы изоморфности состоит в возможности

Аналогия между критическими явлениями в жидкостях, растворах и ферромагнетиках

Свойство / Система	Упорядочивающее поле	Параметр порядка	Восприимчивость
Ферромагнетик	Магнитное поле	Намагниченность	Магнитная восприимчивость
Однокомпонентная жидкость	Отклонение хим. потенциала вещества от его значения на критич. изохоре	Разность плотностей сосуществующих фаз	Коэф. изотермической сжимаемости
Бинарный раствор	Отклонение хим. потенциала компонента от его значения при критич. концентрации	Разность концентраций сосуществующих фаз	Производная концентрации по хим. потенциалу при пост. давлении и темп-ре

описать свойства сложного объекта вблизи критич. точки, напр. многокомпонентного раствора, на языке простой («идеальной») системы.

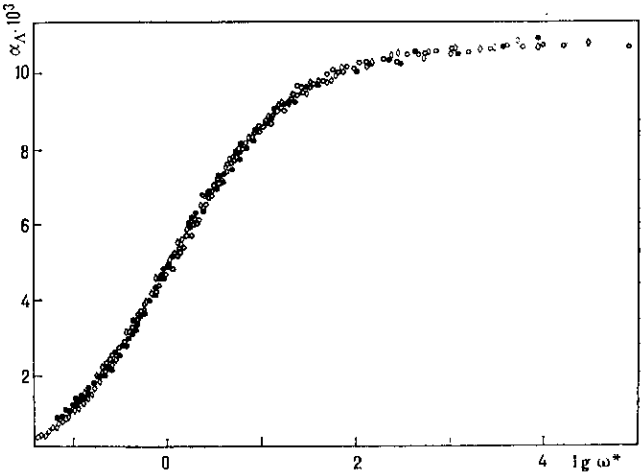


Рис. 4. Избыточный коэффициент поглощения α_Λ (на длину волны звука) вблизи критической точки раствора нитроэтан — изооктан в зависимости от приведённой частоты $\omega^* = \omega\tau$ (ω — частота звука, τ — время релаксации критических флуктуаций).

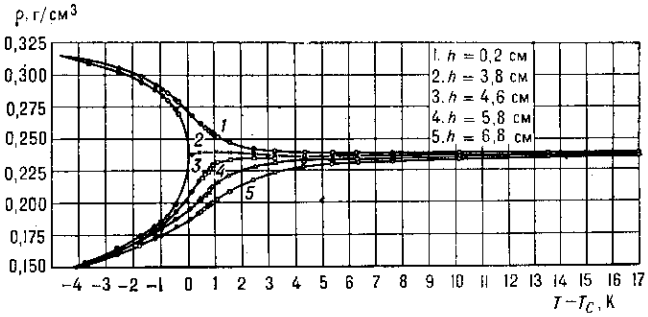


Рис. 5. Распределение плотности ρ гептана по высоте h.

Классич. теория К. я. восходит к Дж. Гиббсу (J. W. Gibbs) и Й. Д. Ван-дер-Ваальсу (J. D. van der Waals). Её наиб. общая формулировка принадлежит Л. Д. Ландау (см. *Ландау теория*). В теории Ландау флуктуации предполагаются малыми, поэтому их учёт не меняет характера критич. аномалий термодинамич. и кинетич. величин, возникают лишь малые по-

правки. Эксперимент во мн. случаях не согласуется с классич. теорией. Напр., температурные зависимости восприимчивости, параметра порядка, теплоёмкости и др. в жидкостях, растворах, магнетиках выражаются однотипными ф-лами:

$$\partial\rho/\partial P, \quad \partial m/\partial H, \quad \partial x/\partial\mu \sim t^{-\gamma};$$
$$C_V, \quad C_{P,x}, \quad C_{P,H=0} \sim t^{-\alpha};$$
$$\rho-\rho_C, \quad m, \quad x-x_C \sim t^{\beta}.$$

Здесь $t=(T-T_C)/T_C$ — относит. отклонение темп-ры T от критич. T_C; $\rho-\rho_C$ и $x-x_C$ — отклонения от критич. значений ρ_C или x_C плотности ρ или концентрации x; m — намагниченность; H — магн. поле; P — давление; μ — хим. потенциал растворённого вещества; C_V — изохорная теплоёмкость; $C_{P,x}$ и $C_{P,H=0}$ — изобарная теплоёмкость раствора при $x=\text{const}$ или магнетика при $H=0$. Найденные из опыта показатели степени (*критические показатели*) α, γ и β оказываются одинаковыми или очень близкими для фазовых переходов разл. физ. природы.

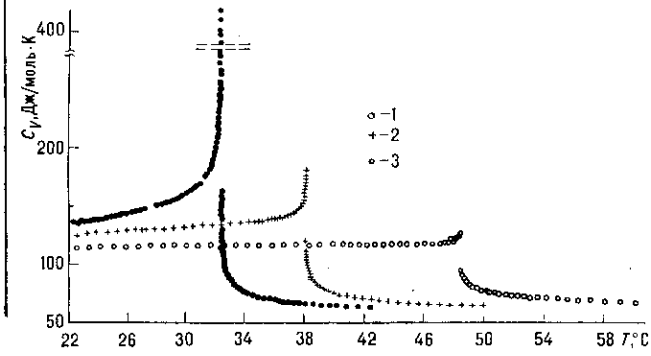


Рис. 6. Влияние равновесных примесей на поведение теплоёмкости C_C вблизи критической точки: 1 — чистый этан; 2 — 1%-ный раствор гептана в этане; 3 — 3%-ный раствор гептана.

В нек-рых объектах, напр. в обычных сверхпроводниках и сегнетоэлектриках, в экспериментально достижимой окрестности фазового перехода К. я. описываются классич. теорией, т. е. флуктуации не оказывают существ. влияния на характер критич. аномалий. Это связано с характером межчастичного взаимодействия. Если силы взаимодействия достаточно быстро убывают с расстоянием, то флуктуации играют значит. роль и К. я. возникают задолго до подхода к критич. точке. Если, напротив, частицы взаимодействуют на расстояниях, существенно превышающих ср. расстояние между ними, то установившееся в веществе среднее силовое поле почти не искажается флуктуациями и К. я. обнаруживаются лишь вблизи точки перехода. К. я. носят классич., нефлуктуационный характер и в т. н. трикритической точке, где линия фазовых переходов 1-го рода переходит в линию фазовых переходов 2-го рода, напр. в трикритич. точке λ-переходов в растворе ^{3}He—^{4}He.

К. я. могут наблюдаться и вблизи точек т. н. слабых фазовых переходов 1-го рода, где скачки энтропии и плотности очень малы, и переход, таким образом, близок к переходу 2-го рода, например при фазовом переходе изотропной жидкости в нематический жидкий кристалл.

Масштабная инвариантность. К. я. по своей природе являются *кооперативными явлениями*, они обусловлены свойствами всей совокупности частиц, а не индивидуальными свойствами каждой частицы, отсюда их универсальность. Флуктуац. теория К. я. базируется на гипотезе масштабной инвариантности (скейлинга). Суть масштабной теории состоит в следующем: флуктуации параметра порядка (плотности, концентрации, намагниченности и т. п.) вблизи критич. точки велики. Радиус корреляции r_C (величина, близкая по смыслу к ср. размеру флуктуации,— единственный характерный масштаб в системе) значительно превосходит ср. расстояние между частицами. Можно сказать, что структура вещества в критич. области — это «газ» капель, размер к-рых r_C растёт по мере приближения к критич. точке. Свободная энергия такой системы содержит слагаемое, пропорциональное числу «капель» N:

$$F = F_0 + kT_C N = F_0 + 3kT_C V/4\pi r_C^3,$$

где F_0 — регулярная часть свободной энергии F, не зависящая от близости к критич. точке; V — объём. Представляя радиус корреляции r_C в виде степенной зависимости $r_C \sim t^{-\nu}$, получаем сингулярную часть теплоёмкости при пост. объёме:

$$C_V \sim (\partial^2 F/\partial T^2)_V \sim t^{3\nu-2} \sim t^{-\alpha}.$$

Отсюда следует соотношение между критич. показателями теплоёмкости и радиуса корреляции: $2-\alpha=3\nu$.

В критич. точке радиус корреляции становится бесконечно большим. Это означает, что любая часть вещества в точке перехода «чувствует» изменения, происходящие в остальных частях. Наоборот, вдали от критич. точки флуктуации статистически независимы, и случайные изменения состояния в данной точке образца не сказываются на др. частях системы. Наглядным примером служит критич. опалесценция. В случае рассеяния на независимых флуктуациях (т. н. рэлеевское рассеяние) интенсивность рассеяния обратно пропорциональна 4-й степени длины волны света и имеет симметричное распределение в пространстве. При рассеянии же на скоррелиров. флуктуациях (т. н. критич. рассеяние) интенсивность рассеянного света обратно пропорциональна квадрату длины волны и имеет вытянутую в сторону падающего света диаграмму направленности (рис. 7).

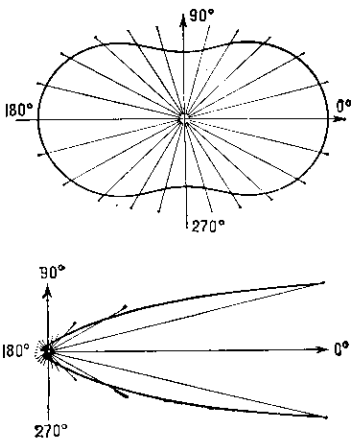


Рис. 7. Вверху — диаграмма направленности рассеяния света на независимых флуктуациях плотности жидкости; внизу — то же при рассеянии света на скоррелированных флуктуациях (при критической температуре).

Гипотеза масштабной инвариантности позволяет установить универсальные соотношения и между др. критич. показателями, так что лишь два показателя являются независимыми. Соотношения между критич. показателями позволяют определить ур-ние состояния и вычислить затем разл. термодинамич. величины по сравнительно небольшому объёму эксперим. материала. Наиб. распространение получила т. н. линейная модель ур-ния состояния, содержащая лишь две неуниверсальные константы кроме критич. параметров вещества.

Численные значения критич. показателей были найдены методом *ренормализационной группы*. Оказалось, что они зависят от размерности пространства и от характера симметрии параметра порядка. Напр., если параметр порядка — скаляр (плотность, концентрация) или одномерный вектор (намагниченность анизотропного магнетика), то К. я. в таких системах входят в один и тот же класс универсальности, т. е. характеризуются одинаковыми критич. показателями.

Динамическая масштабная инвариантность. Гипотеза масштабной инвариантности была распространена на кинетич. явления (*динамич. скейлинг*). Предполагается, что вблизи критич. точки кроме характерного размера r_C существует также характерный временной масштаб τ_C — время релаксации критич. флуктуаций, растущее по мере приближения к точке перехода. На масштабах $\sim r_C$ имеем: $\tau_C = r_C^2/D$, где D — кинетич. характеристика, имеющая разл. смысл для фазовых переходов разной природы. Для критич. точки жидкость — газ D — коэф. температуропроводности, в растворах D — коэф. взаимной диффузии и т. д. Для всех жидкостей и растворов D определяется ф-лой Стокса — Эйнштейна: $D \approx kT/6\pi\eta r_C$, где η — коэф. сдвиговой вязкости. Отсюда видно, что в критич. точке (при $r_C \to \infty$) $D \to 0$, а $\tau_C \to \infty$.

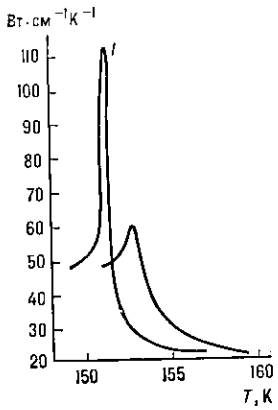


Рис. 8. Коэффициент теплопроводности λ аргона в окрестности критической точки на изобарах как функция температуры: *I* — 4,982 МПа, *II* — 5,247 МПа.

С уменьшением коэф. D и ростом τ_C связаны аномальное сужение линии мол. рассеяния света и аномальное поглощение звука вблизи критич. точек жидкостей и растворов. Изменение темп-ры в звуковой волне приводит к отклонению ф-ции распределения флуктуаций от её равновесного значения. Релаксация ф-ции распределения к равновесному значению происходит по диффузионному механизму, т. е. является диссипативным процессом. При частоте звука, сравнимой с обратным временем релаксации τ_C^{-1}, звук практически полностью затухает, пройдя расстояние, равное всего нескольким длинам волн.

Др. эксперим. фактами, к-рые объяснил динамич. скейлинг, являются расходимости коэф. теплопроводности λ и сдвиговой вязкости η в критич. точках жидкостей (рис. 8):

$$\lambda \sim t^{-\varphi}, \quad \eta \sim t^{-\mu}.$$

Показатели φ и μ связаны универсальным соотношением $\varphi = \gamma - \nu - \mu$.

Метод ренормализац. группы приводит к следующему результату, к-рый согласуется с экспериментом: сдвиговая вязкость имеет слабую расходимость ($\mu \approx 0{,}04$), теплопроводность — сильную ($\varphi \approx 0{,}6$).

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, 3 изд., ч. 1, М., 1976; Фишер М., Природа критического состояния, пер. с англ., М., 1968; Паташинский А. З., Покровский В. Л., Флуктуационная теория фазовых переходов, 2 изд., М., 1982; Ма Ш., Современная теория критических явлений, пер. с англ., М., 1980; Анисимов М. А., Критические явления в жидкостях и жидких кристаллах, М., 1987.

М. А. Анисимов, В. Л. Покровский.

КРИТИ́ЧЕСКИЙ ТОК в сверхпроводниках — макс. величина постоянного электрич. тока, к-рый может протекать через сверхпроводник без диссипации энергии. Если ток превосходит критич. значение, то вещество сверхпроводника переходит полностью или частично в нормальное (несверхпроводящее) состояние и в образце возникает диссипация энергии, приводящая к его нагреву.

В массивном сверхпроводнике 1-го рода К. т. I_C — это такой ток, к-рый создаёт на поверхности образца *критическое магнитное поле* H_C. В цилиндрич. сверхпроводнике, напр., $I_C = (1/2)cRH_C$, где R — радиус цилиндра. При токе $I > I_C$ сверхпроводник 1-го рода переходит в промежуточное состояние, характеризующееся чередованием нормальных и сверхпроводящих областей (доменной структурой).

В сверхпроводнике 2-го рода значение К. т. определяется возникновением в образце вихрей (несверхпроводящих вихревых нитей, при образовании к-рых сверхпроводник переходит в т. н. *смешанное состояние*). Вихревые нити начинают возникать при токе, создающем на границе образца критич. магн. поле H_{C1}. «Сердцевину» каждой вихревой нити образует квант магн. потока, в силу чего на вихри действует *Лоренца сила* со стороны протекающего тока, однако в реальных образцах вихревые нити закреплены на дефектах кристаллич. решётки и вблизи границ образца, так что при достаточно малом токе они находятся в равновесии (*пиннинг вихревых нитей*). При увеличении тока сила Лоренца возрастает и при токе, превышающем критич. значение (К. т. пиннинга), происходит срыв вихревых нитей. (При токе, равном критическому, осуществляется т. н. критич. состояние пиннинга.) Вихревые нити приходят в движение, в результате чего за счёт индукционного механизма в образце генерируется электрич. поле и возникает диссипация энергии (*резистивное состояние сверхпроводника*). Вещество образца при этом в осн. сохраняет сверхпроводящие свойства (сверхпроводимость подавлена только в сердцевине вихревых нитей).

Различают мягкие и жёсткие сверхпроводники 2-го рода. В мягких сверхпроводниках сила закрепления вихревых нитей мала и К. т. практически равен току, при к-ром на поверхности создаётся критич. магн. поле H_{C1}. В жёстких сверхпроводниках сила закрепления вихревых нитей велика, значение К. т. определяется срывом вихревых нитей и может быть весьма значительным. Макс. К. т. обладают т. н. *композитные* сверхпроводники, в к-рых благодаря особой технологии создаётся микроструктура, максимально препятствующая движению вихревых нитей. В таких сверхпроводниках плотность К. т. может достигать 10^5—10^6 А/см². Жёсткие сверхпроводники находят широкое применение для изготовления сильных сверхпроводящих магнитов.

В тонких сверхпроводниках с поперечными размерами, меньшими глубины проникновения магн. поля, разрушение сверхпроводимости и возникновение диссипации происходят за счёт увеличения скорости сверхпроводящих электронов (куперовских пар) при увеличении тока, К. т. является током разрушения куперовских пар (см. *Купера эффект*). Магн. поле К. т. в тонких образцах мало, вещество сверхпроводника может перейти в нормальное состояние либо полностью, либо частично (*резистивное состояние*).

Понятие «К. т.» встречается также в *Джозефсона эффекте*.

Лит.: Сан-Жам Д., Сарма Г., Томас Е., Сверхпроводимость второго рода, пер. с англ., М., 1970; Кемпбелл А., Иветс Дж., Критические токи в сверхпроводниках, пер. с англ., М., 1975; Минц Р. Г., Рахманов А. Л., Неустойчивости в сверхпроводниках, М., 1984.

Н. Б. Копнин.

КРИТИ́ЧЕСКОЕ МАГНИ́ТНОЕ ПО́ЛЕ в сверхпроводниках — характерное значение напряжённости пост. магн. поля, превышение к-рого вызывает проникновение магн. поля с поверхности в глубь сверхпроводника на расстояния L, превышающие *глубину проникновения* магн. поля λ (см. *Мейснера эффект*). К. м. п. зависит от темп-ры T и свойств материала сверхпроводника.

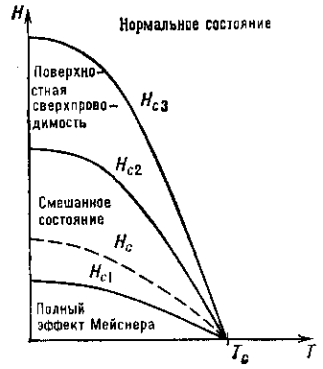
В сверхпроводниках 1-го рода проникновение поля происходит в результате *фазового перехода* 1-го рода, а К. м. п. H_C — это такая напряжённость магн. поля, при к-рой плотность магн. энергии равна разности плотностей свободных энергий $F_n - F_s$ в нормальном (несверхпроводящем, F_n) и в сверхпроводящем (F_s) состояниях: $H_C^2/8\pi = F_n - F_s$ (т. н. *термодинамическое* К. м. п.).

В зависимости от формы образца магн. поле может локально достигать на нек-рых участках поверхности образца значения H_C даже при напряжённости приложенного поля $H<H_C$. В интервале приложенных полей от этой величины до H_C образец будет находиться в промежуточном состоянии, т. е. в нём будут одновременно существовать сверхпроводящие и нормальные области (*домены*). Напр., диапазон существования промежуточного состояния для шара: $(^2/_3)H_C<H<H_C$, для пластины в перпендикулярном магн. поле: $0<H<H_C$. Значения H_C в сверхпроводящих металлах $\sim$100 Э (табл.).

Значения H_C при нулевой температуре (0К) для некоторых металлов (сверхпроводников 1-го рода)

Металл	Zn	Cd	Al	Ga	In	Sn	Pb
H_C, Э	53	30	99	51	283	306	803

В сверхпроводниках 2-го рода различают три К. м. п.: H_{C1}, H_{C2} и H_{C3} (рис.). При напряжённости, меньшей нижнего К. м. п. H_{C1}, магн. поле не проникает в сверхпроводник на глубину, превышающую λ. При $H_{C1}<H<H_{C2}$ магн. поле проникает в сверхпроводник в виде т. н. вихревых нитей (вихрей сверхпроводящего тока), причём внутри вихря сверхпроводимость подавлена (т. н. *смешанное состояние*). Каждый вихрь несёт квант магн. потока (см. *Квантование магнитного потока*). При увеличении напряжённости магн. поля до верхнего К. м. п. H_{C2} концентрация вихревых нитей возрастает, при $H=H_{C2}$ сверхпроводимость в объёме образца разрушается. Следы сверхпроводимости сохраняются до напряжённости $H=H_{C3}$ лишь вблизи поверхности образца до глубины порядка длины когерентности ξ волновой ф-ции сверхпроводящих электронов (поверхностная сверхпроводимость).



Фазовая диаграмма для сверхпроводника 2-го рода, имеющего форму длинного цилиндра. H_c — термодинамическое критическое поле, T_c — критическая температура.

Верхнее К. м. п. H_{C2} представляет собой значение H, ниже к-рого нормальное состояние неустойчиво относительно возникновения малых зародышей сверхпроводящей фазы. Деление сверхпроводников на 1-й и 2-й род происходит в зависимости от отношения H_{C2}/H_C. У сверхпроводников 2-го рода $H_{C2}>H_C$. Обычно нижнее К. м. п. H_{C1} заметно ниже H_C. В диапазоне $H_{C1}<H<H_{C2}$ возникновение сверхпроводимости не может приводить к полному вытеснению магн. потока из образца, поскольку при полях $H>H_{C1}$ полный эффект Мейснера энергетически невыгоден. В сверхпроводниках 1-го рода $H_{C2}<H_C$ и при уменьшении поля сначала достигается К. м. п. H_C, происходит фазовый переход 1-го рода и реализуется полный эффект Мейснера.

К. м. п. для сверхпроводников 2-го рода (обычно сплавов) сильно зависят от их хим. состава. Для сплавов $H_{C1}\sim$100 Э, H_{C2} может достигать $\sim 10^3$ Э и более. Напр., для V_3Ga при $T=0$ К значение $H_{C1}=200$ Э, $H_{C2}=3\cdot10^5$ Э (в этом веществе $H_C=6\cdot10^3$ Э). У *оксидных высокотемпературных сверхпроводников* (сверхпроводников 2-го рода) наблюдается высокая анизотропия К. м. п. и *критического тока*.

В образцах малых размеров (тонких плёнках, полосках и т. п. с поперечными размерами, сравнимыми с λ) возникновение и разрушение сверхпроводимости в магн. поле непосредственно не связано с величиной термодинамич. К. м. п., а в зависимости от поперечных размеров образца может осуществляться путём фазового перехода как 1-го, так и 2-го рода.

Лит.: Де Жен П., Сверхпроводимость металлов и сплавов, пер. с англ., М., 1968. *Н. Б. Копнин.*

КРОНЕКЕРА СИМВОЛ — простейший тензор 2-го ранга в n-мерном пространстве, определяемый во всех системах координат равенствами

$$\delta_j^i=\begin{cases}1, & \text{если } i=j;\ i,\ j=1,\ 2,\ \ldots,\ n,\\ 0, & \text{если } i\neq j.\end{cases}$$

К. с. введён Л. Кронекером (L. Kronecker) в 1866.

Употребляется также **обобщённый Кронекера символ**, тензор более высокого ранга, компоненты к-рого связаны с *Леви-Чивиты символом* $\varepsilon_{i,\,i_1,\,\ldots,\,i_p}$:

$$\delta^{i_1\ldots i_p}_{j_1\ldots j_p}=\varepsilon_{ij_1\ldots j_p}\varepsilon^{i,\,i_1\ldots i_p}\quad\text{при } i,\ i_1\ldots i_p,\ j_1\ldots j_p\leqslant n.$$

Числа $\delta^{i_1\ldots\,i_p}_{j_1\ldots\,j_p}$ равны $+1$ (или -1), если все индексы в строке различны и строка индексов $i_1, i_2\ldots i_p$ — чётная (нечётная) перестановка строки индексов $j_1\ldots j_p$, и нулю — во всех остальных случаях. Все К. с. ранга $2p>2n$ равны 0.

Лит.: Синг Дж., Общая теория относительности, пер. с англ., М., 1963. *С. В. Молодцов.*

КРОНИГА — ПЕННИ МОДЕЛЬ — одномерная, точно решаемая модель движения электронов в периодич. поле, иллюстрирующая природу возникновения энергетич. зон в кристалле (см. *Зонная теория*). Предложена Р. Кронигом (R. Kronig) и У. Дж. Пенни (W.G. Penney) в 1931. В К.—П. м. потенциал $V(x)$, создаваемый кристаллич. решёткой, аппроксимируется периодич. последовательностью прямоугольных потенц. ям глубиной V_0 и шириной a, разделённых потенц. барьерами шириной b, так что постоянная решётки равна $a+b$ (рис. 1). Решение ур-ния Шрёдингера с периодическим $V(x)$ имеет вид плоской волны, модулированной с периодом решётки:

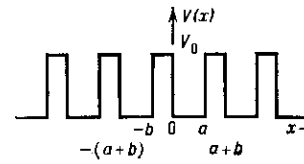


Рис. 1. Одномерный периодический потенциал $V(x)$ в модели Кронига.

$$\psi=u_k(x)\exp(ikx),\qquad(1)$$

где $u_k(x)$ — периодич. ф-ция с периодом $a+b$ (см. *Блоховские электроны*). Из условия непрерывности ф-ции $u_k(x)$ и её производной на границах ям ($x=0$ и $x=a$) получается дисперсионное ур-ние, связывающее энергию $\mathcal{E}$ электрона с его волновым вектором k:

$$\frac{\beta^2-\alpha^2}{2\alpha\beta}\operatorname{sh}\beta b\sin\alpha a+\operatorname{ch}\beta b\cos\alpha a=\cos k(a+b),\qquad(2)$$

где $\alpha=(2m\mathcal{E}/\hbar^2)^{1/2}$, $\beta=[2m(V_0-\mathcal{E})/\hbar^2]^{1/2}$, m — масса электрона.

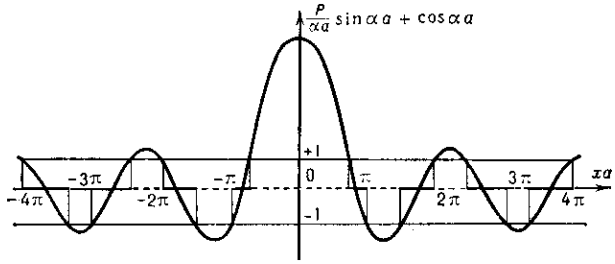


Рис. 2.

Ур-ние (2) упрощается, когда $V(x)$ — периодич. последовательность дельта-функций (для этого нужно

перейти к пределу $b\to 0$, $V_0\to\infty$ так, чтобы произведение $V_0 b$ оставалось постоянным):

$$P\frac{\sin\alpha a}{\alpha a}+\cos\alpha a=\cos ka, \qquad (3)$$

где $P=mV_0ab/\hbar^2$.

Т. к. $\cos ka$ может принимать значения только в интервале от -1 до $+1$, величина αa при заданном P может принимать лишь те значения, при к-рых левая часть (3) не выходит из этого интервала (рис. 2). Границам допустимых значений αa соответствуют значения $k=n\pi/a$ ($n=1, 2, \ldots$). Отсюда следует, что энергия $\mathcal{E}$ электрона не может принимать любое значение; энергетич. спектр разбивается на ряд полос энергии (разрешённых зон), разделённых запрещёнными зонами, ширина к-рых при больших n порядка $2P/n\pi$ (рис. 3).

При $P\to 0$ запрещённые области исчезают (электрон становится свободным); при $P\to\infty$ разрешённые интервалы значений αa вырождаются в точки $n\pi$ и энергетич. спектр становится дискретным. Собств. значения энергии в этом случае ($\mathcal{E}=n^2\pi^2\hbar^2/2ma^2$) соответствуют электрону в бесконечно глубокой потенц. яме шириной a. К. — П. м. позволяет вычислить также волновую ф-цию электрона.

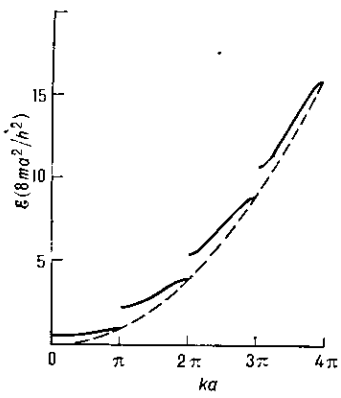


Рис. 3. Зависимость энергии от волнового числа для потенциала Кронига — Пенни при $P=3\pi/2$.

Лит.: Kronig R. de L., Penney W. G., Quantum mechanics of electrons in crystal lattices, «Proc. Roy. Soc. London», 1931, v. 130A, p. 499; Бете Г., Зоммерфельд А., Электронная теория металлов, пер. с нем., Л.—М., 1938; Киттель Ч., Введение в физику твердого тела, [пер. с англ.], 2 изд., М., 1963. *Э. М. Эпштейн.*

КРОССИНГ-СИММЕТРИЯ — то же, что *перекрёстная симметрия*.

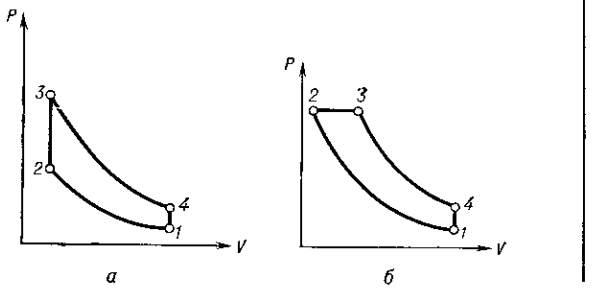
КРУГОВОЙ ДИХРОИЗМ (циркулярный дихроизм) — один из эффектов *оптической анизотропии*, проявляющийся в различии коэф. поглощения света, поляризованного по правому и левому кругу. Открыт Э. Коттоном (A. Cotton) в 1911. К. д. обнаруживают оптически активные вещества (см. *Оптическая активность*), анизотропия к-рых обусловлена их молекулярной или кристаллич. структурой, а также намагниченные среды (см. *Магнитооптика*). Количественной мерой К. д. служит разность коэф. поглощения на единицу длины среды и на единицу концентрации оптически активной компоненты. К. д. по величине обычно не превосходит неск. процентов от значения коэф. поглощения в неполяризов. свете и поэтому в отличие от линейного дихроизма не используется для изготовления поляризаторов (см. *Поляроид*). Линейно поляризованный свет, проходя через циркулярно-дихроичную среду, превращается в эллиптически поляризованный. Подробнее см. ст. *Дихроизм*. *В. С. Запасский.*

КРУГОВОЙ ПРОЦЕСС (цикл термодинамический) — термодинамич. процесс, при к-ром все термодинамич. параметры (и термодинамич. ф-ции) возвращаются к своим нач. значениям. Если термодинамич. состояние определяется двумя параметрами (напр., давлением P и объёмом V), К. п. изображается в виде замкнутой кривой (цикла) на плоскости, координатами к-рой служат термодинамич. параметры (напр., P и V).

Из *первого начала термодинамики* следует, что работа, производимая системой при К. п., равна алгебраич. сумме кол-в теплоты, получаемой и отдаваемой системой на каждом участке К. п. В результате прямого К. п. теплота превращается в работу, а в обратном К. п. работа затрачивается на перенос теплоты от менее нагретых тел к более нагретым. К. п. наз. обратимым, если при прямом и обратном процессах система проходит через те же состояния. Для этого К. п. должен совершаться квазистатически, т. е. все его промежуточные состояния должны быть очень близки к равновесным состояниям.

Максимальным кпд обладает идеальная машина, работающая по обратному К. п., состоящему из двух изотерм и двух адиабат (*Карно цикл*). Её кпд зависит только от темп-р нагревателя и холодильника T_1, T_2 и равен $\eta=(T_1-T_2)/T_1$ (*Карно теорема*).

Второе начало термодинамики впервые было установлено с помощью анализа К. п. и кпд тепловых двигателей. К. п. были использованы для построения термодинамич. *температурной шкалы*, не зависящей от свойств рабочего тела. На основе К. п. теоретически изучены рабочие процессы разл. преобразователей энергии (паросиловых и газотурбинных установок, двигателей внутр. сгорания, холодильников, тепловых насосов и т. д.). Для наиб. эффективной их работы необходимо, чтобы их циклы были близки к идеальному циклу Карно, а потери на необратимость были бы минимальными. Теплоту, выделяемую при переходе рабочего тела от T_2 к T_1, можно использовать для нагрева рабочего тела от T_2 до T_1 на противоположном участке цикла (регенерация тепла). Цикл Карно с полной регенерацией тепла наз. обобщённым циклом Карно.



Теоретический цикл поршневого двигателя: *а* — цикл Отто; *б* — цикл Дизеля.

На рис. (*а*) изображён цикл поршневого двигателя внутр. сгорания с подводом теплоты при пост. объёме (цикл Отто). Рабочим телом является смесь воздуха и горючих газов или паров жидкого топлива (на нач. участках) или газообразные продукты сгорания (на др. участках). Участок *1—2* — адиабатич. сжатие рабочего тела, *2—3* — изохорич. подвод теплоты, *3—4* — адиабатич. расширение. Если считать рабочее тело идеальным газом, то термич. кпд такого цикла равен

$$\eta_T=1-\varepsilon^{1-\gamma},$$

где γ — отношение теплоёмкостей при пост. давлении и пост. объёме, $\varepsilon=V_1/V_2$ — степень сжатия, V_1 — макс. объём, V_2 — мин. объём.

Цикл поршневого двигателя с подводом теплоты при пост. давлении (цикл Дизеля) изображён на рис. (*б*). В этом случае термич. кпд помимо ε зависит от степени предварит. расширения $\rho=V_3/V_2$:

$$\eta_T=1-\frac{\rho^{\gamma}-1}{\gamma(\rho-1)\varepsilon^{\gamma-1}}.$$

Цикл, состоящий из двух адиабат с подводом и отводом теплоты при пост. давлении, наз. циклом Джоуля, его термич. кпд равен

$$\eta_T=1-(P_1/P_2)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}},\quad P_1>P_2.$$

Лит.: Кириллин В. А., Сычев В. В., Шейндлин А. Е., Техническая термодинамика, 4 изд., М., 1983; Кубо Р., Термодинамика, пер. с англ., М., 1970, с. 97; Новиков И. И., Термодинамика, М., 1984. *Д. Н. Зубарев.*

КРУПНОМАСШТА́БНАЯ СТРУКТУ́РА ВСЕЛЕ́ННОЙ — термин, введённый для обозначения строения Вселенной в масштабах от неск. Мпк до неск. сотен Мпк (в первую очередь пространственного распределения *галактик*, их скоплений и сверхскоплений; рис.).

Изучение пространственного распределения галактик — трёхмерного крупномасштабного строения Вселенной — стало возможным благодаря совр. достижениям внегалактич. астрономии в массовом определении расстояний до далёких галактик. В осн. методе оценки расстояний до очень далёких объектов (галактик и их скоплений) используются измерение скорости удаления галактики (по *Доплера эффекту*) и *Хаббла закон* $v=H_0r$, где v — скорость галактики вдоль луча зрения, r — расстояние до галактики, H_0 — постоянная Хаббла. Совр. астр. измерения H_0 дают значения от 50 до 100 км/(с·Мпк). Для учёта неопределённости значения H_0 вводят безразмерный параметр h, так что $H_0=100h$ км/(с·Мпк). Этот метод определения расстояний до галактик обладает принципиальными недостатками: 1) абс. значения расстояний содержат неопределённый множитель h^{-1}; 2) отклонения в движении галактик от закона Хаббла, связанные с существованием неоднородностей, вносят искажения в оценку расстояний. Первая погрешность влияет лишь на общий масштаб К. с. В., не искажая её пропорций, вторая — приводит к нек-рой деформации структуры, наиб. ярко проявляясь в видимом растяжении богатых скоплений галактик вдоль луча зрения, тем большем, чем выше скорости галактик, находящихся в гравитац. поле скопления.

Среди скоплений галактик особый класс составляют т. н. богатые, или эйбелловские, скопления, названные по имени Дж. Эйбелла (G. O. Abell), составившего их первый каталог. Они имеют размеры в неск. Мпк и представляют собой наиб. плотные сгущения галактик во Вселенной. В центр. областях наиб. компактных скоплений концентрация галактик превосходит 10^3h^3 Мпк$^{-3}$, что превышает ср. концентрацию галактик во Вселенной более чем в 10^4 раз. Известно ок. 3000 богатых скоплений галактик.

Сверхскопления галактик имеют бо́льшие размеры (20—100 h^{-1} Мпк), но концентрация галактик в них существенно меньше. Они, как правило, сильно анизотропны (отношение осей до 1 : 10), состоят из неск. богатых скоплений, соединённых перемычками из отд. галактик. Выделено около десятка сверхскоплений, среди к-рых есть сплюснутые, как Местное сверхскопление, в к-ром расположена наша *Галактика*, и вытянутые, как сверхскопление в созвездиях Персея — Рыб. Сверхскопления не обладают чёткими границами, они непрерывно переходят одно в другое, образуя единую связную структуру, к-рую наз. сетчатой или ячеистой. Между сверхскоплениями обнаружены гигантские «чёрные области», достигающие 100 h^{-1} Мпк в поперечнике, в к-рых галактики практически отсутствуют. В масштабах, превышающих неск. сотен Мпк, Вселенная практически однородна.

Для статистич. оценки однородностей распределения галактик в разных масштабах используют корреляц. ф-ции, из к-рых наиб. распространение получила двухточечная корреляц. ф-ция $\xi_g(r)$, определяемая соотношением

$$dP=\overline{n_g}\,[1+\xi_g(r)]\,dV,$$

где dP — вероятность найти галактику в малом объёме dV на расстоянии r от выбранной наугад др. галактики, $\overline{n_g}$ — средняя пространственная концентрация галактик. Ф-ция $\xi_g(r)$, построенная на основе данных о пространственном распределении неск. тысяч ближайших галактик, имеет примерно степенной вид $\xi_g(r)\approx(r/5\ h^{-1}\text{ Мпк})^{-1,8}$ в диапазоне от $\approx0{,}1\ h^{-1}$ Мпк до $\approx10\ h^{-1}$ Мпк; в бо́льших масштабах ξ_g определяется ненадёжно из-за относит. возрастания ошибок.

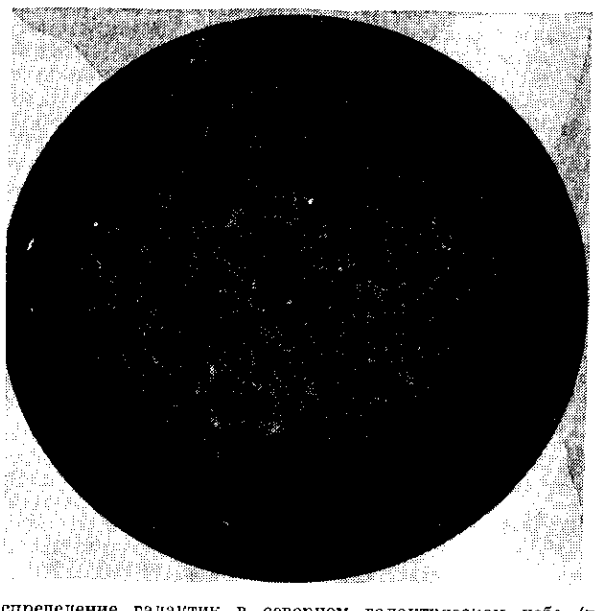
Другая корреляц. ф-ция $\xi_c(r)$, рассчитанная по распределению примерно полутора сотен ближайших богатых скоплений галактик, тоже имеет примерно степенной вид в диапазоне расстояний от $\approx2{,}5\ h^{-1}$ Мпк до $50\ h^{-1}$ Мпк: $\xi_c(r)\approx(r/25\ h^{-1}\text{ Мпк})^{-1,8}$. Корреляц. анализ показывает, что во Вселенной существует закономерность (определ. масштаб) в распределении галактик и, что существенно, в распределении скоплений галактик также существует свой масштаб.

Изучение вращения спиральных галактик, распределения скоростей галактик в скоплениях и сверхскоплениях показало, что бо́льшая часть (возможно до 90%) полной массы Вселенной невидима и обнаруживается лишь по гравитац. воздействию на наблюдаемые объекты. Это — т. н. *скрытая масса* Вселенной. Оставшаяся доля массы (≈10%) приходится на массу барионов (нуклонов), из к-рых состоит вещество звёзд. Носителями скрытой массы могут быть слабовзаимодействующие частицы, обладающие отличной от нуля массой (вероятные кандидаты — *нейтрино*, *фотино*, *аксион* и т. п.).

Теории образования К. с. В. основываются на привлечении к.-н. механизма усиления первичных (космологических) неоднородностей плотности вещества Вселенной (см. *Адиабатические флуктуации*), наиб. вероятным из к-рых является гравитационная неустойчивость. Среди др. механизмов рассматривается также взрывной процесс — воздействие на вещество Вселенной взрывов большого числа *сверхновых звёзд* первого поколения.

Гравитац. неустойчивость на стадии образования К. с. В. может проявляться в разл. формах в зависимости от вида спектра малых неоднородностей плотности, характерного для предшествующей стадии. В одном крайнем случае гравитац. неустойчивость приводит к иерархич. скучиванию вещества, в другом — к его фрагментации.

Процесс иерархич. скучивания протекает в том случае, если нач. возмущения плотности имеют сравнимые амплитуды как в масштабах сверхскоплений (для масс $M\sim10^{15}\ M_\odot$), так и в масштабах галактик ($M\sim10^{11}\ M_\odot$) и, возможно, в ещё меньших масштабах — вплоть до 10^6 $M_\odot$ (здесь $M_\odot$ — масса Солнца). В этом случае первыми возникают наим. массивные объекты.



Распределение галактик в северном галактическом небе (по Э. Гроту, П. Пиблсу и др.), полученное с помощью компьютера. Окружность — галактический экватор, с которым совпадает плоскость Галактики. При приближении к экватору видимая плотность галактик падает, что связано с возрастающей непрозрачностью диска Галактики.

Под действием сил взаимного притяжения они сближаются и последовательно образуют всё более крупные объекты вплоть до сверхскоплений галактик (эскалация масштабов).

Процесс фрагментации возможен, если по к.-л. причинам в спектре нач. возмущений диссипируют неоднородности в масштабах менее $10^{15}\ M_\odot$, как это, напр., имеет место в модели нейтринной Вселенной, в к-рой осн. масса приходится на космологич. нейтрино (предполагается, что нейтрино имеют массу ~10—100 эВ). В модели фрагментации первыми возникают сгущения вещества с $M \sim 10^{15}\ M_\odot$, причём они имеют характерную форму «блинов» — сильно сплюснутых газовых облаков повышенной плотности. С течением времени «блины» разрастаются и смыкаются друг с другом, образуя связную ячеистую структуру. Образование галактик в этой модели связано с дроблением (фрагментацией) «блинов» на части.

Если осн. доля массы Вселенной приходилась на слабовзаимодействующие релятивистские частицы (нейтрино или др.), то ведущим фактором в образовании К. с. В. являлся рост возмущений в распределении этих частиц. К сгусткам газа релятивистских частиц под действием сил тяготения подтягивалось обычное вещество (барионы). Как в иерархич. модели, так и в модели фрагментации предполагается, что галактики образовались из неоднородностей барионной компоненты и осн. роль при этом играли газодинамич. и тепловые процессы.

Наблюдаемая К. с. В. не получила исчерпывающего объяснения ни в одной из предложенных теорий, хотя качественно лучше согласуется с картиной фрагментации, естественно объясняющей анизотропию и связность сверхскоплений, а также существование «чёрных областей». Возможно, что в природе осуществлялся нек-рый промежуточный вариант.

Тесная связь процесса образования К. с. В. с типом элементарных частиц, доминирующих в ср. плотности Вселенной в эпоху образования К. с. В., позволяет использовать изучение К. с. В. для исследований ряда физ. свойств этих частиц, пока не осуществимых в совр. лабораториях. Так, космологич. данные ограничивают массу всех типов стабильных нейтрино и антинейтрино величиной $\Sigma m_\nu < 100$ эВ.

Лит.: Шандарин С. Ф., Дорошкевич А. Г., Зельдович Я. Б., Крупномасштабная структура Вселенной, «УФН», 1983, т. 139, с. 83; Пиблс Ф. Дж. Э., Структура Вселенной в больших масштабах, пер. с англ., М., 1983; Oort J. H., Superclusters, «Ann. Rev. Astron. Astrophys.», 1983, v. 21, p. 373. *С. Ф. Шандарин.*

КРУТИ́ЛЬНЫЕ КОЛЕБА́НИЯ — механич. колебания, при к-рых упругие элементы испытывают деформации сдвига. Имеют место в разл. машинах с вращающимися валами: в поршневых двигателях, турбинах, генераторах, редукторах, трансмиссиях транспортных машин.

К. к. возникают в результате неравномерности периодич. момента как движущих сил, так и сил сопротивления. Неравномерность крутящего момента вызывает неравномерность изменения угловой скорости вала, т. е. то ускорение, то замедление вращения. Обычно вал представляет собой чередование участков с малой массой и упругой податливостью с более жёсткими участками, на к-рых закреплены значит. массы. В каждом сечении вала будет своя степень неравномерности вращения, поскольку в одинаковый промежуток времени массы проходят разные углы и, следовательно, движутся с разными скоростями, что создаёт переменное кручение вала и динамич. знакопеременные напряжения, гл. обр. касательные.

При совпадении частот собств. колебаний системы с частотой периодич. крутящего момента движущих сил и сил сопротивления возникают резонансные колебания. В этом случае повышается уровень динамич. переменных напряжений; возрастает акустич. шум, излучаемый работающей машиной. Динамич. знакопеременные напряжения при неправильно выбранных (заниженных) размерах вала, недостаточной прочности его материала и возникновении резонанса могут превысить предел выносливости, что приведёт к усталости материала вала и его разрушению.

При расчёте К. к. валов машин часто пользуются расчётной схемой с двумя дисками, соединёнными упругим стержнем, работающим на кручение. В этом случае собств. частота

$$f = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{C(I_1 + I_2)}{I_1 I_2}},$$

где I_1 — момент инерции 1-го диска, I_2 — момент инерции 2-го диска, C — крутильная жёсткость стержня, Для круглого стержня диаметром d и длиной l $C = \pi d^4 G/32l$, где G — модуль сдвига. Более сложные расчётные схемы содержат большее число дисков, соединённых стержнями и образующих последоват. цепи, а иногда — разветвлённые и кольцевые цепи. Расчёт собств. частот форм и вынужденных К. к. по этим расчётным схемам производится на ЭВМ.

Др. примером К. к. является крутильный маятник, к-рый представляет собой диск, закреплённый на одном конце стержня, работающего на кручение и жёстко заделанного др. концом. Собств. частота такого маятника $f = (1/2\pi)\sqrt{C/I}$, где I — момент инерции диска. Приборы с использованием крутильного маятника применяют для определения модуля упругости при сдвиге, коэф. внутр. трения твёрдых материалов при сдвиге, коэф. вязкости жидкости.

К. к. возникают в разнообразных упругих системах; в нек-рых случаях возможны совместные колебания с разл. видами деформации элементов системы, напр. изгибно-крутильные колебания. Так, при определ. условиях полёта под действием аэродинамич. сил иногда возникают самовозбуждающиеся изгибно-крутильные колебания крыла самолёта (т. н. флаттер), к-рые могут вызывать разрушение крыла.

Лит.: Ден-Гартог Д. П., Механические колебания, пер. с англ., М., 1960; Маслов Г. С., Расчёты колебаний валов. Справочник, 2 изд., М., 1980; Вибрации в технике. Справочник, под ред. В. В. Болотина, т. 1, М., 1978; Силовые передачи транспортных машин, Л., 1982. *А. В. Синев.*

КРУЧЕ́НИЕ — деформация стержня, вала и др., характеризующаяся взаимным поворотом поперечных сечений друг относительно друга вокруг центр. оси стержня под действием крутящих моментов (пар сил), приложенных к его концам. К. *пластинок* и *оболочек* возникает под действием моментов внутр. касат. сил, появляющихся при их деформации.

Задача о К. круглых стержней (валов) решается в предположении, что все поперечные сечения стержня в процессе деформации остаются плоскими, расстояния между поперечными сечениями не изменяются, а радиусы, проведённые в них, остаются прямыми. В результате действия крутящихся моментов два поперечных сечения стержня на расстоянии l поворачиваются на угол φ (рис. 1), наз. углом закручивания. Угол закручивания, приходящийся на единицу длины стержня, наз. относит. углом закручивания θ. В круглых стержнях имеет место свободное (нестеснённое), или чистое, К., при к-ром возникают только касат. напряжения. Относит. угол закручивания и касат. напряжения при чистом К. в упругой стадии работы материала стержня определяются по ф-лам

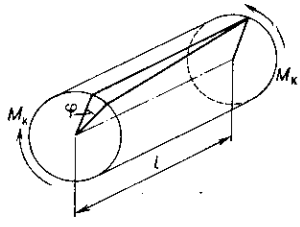


Рис. 1. Кручение круглого вала.

$$\theta = \frac{M_к}{GI_к}, \quad \tau = \frac{M_к}{I_к}\rho, \quad \tau_{макс} = \frac{M_к}{W_к},$$

где $M_к$ — крутящий момент, равный сумме крутящих

моментов всех внеш. сил, действующих в рассматриваемом поперечном сечении на условно отсечённую часть стержня; G — модуль упругости при сдвиге; ρ — расстояние от оси стержня до рассматриваемой точки поперечного сечения; $I_к$ и $W_к$ — момент инерции и момент сопротивления при К., равные для круглого сечения полярному моменту инерции $I_p=\pi r^4/2$ и полярному моменту сопротивления $W_p=\pi r^3/2$. Для прямоуг. сечения $I_к=\alpha hb^3$, $W_к=\beta hb^2$, где h и b — бóльшая и меньшая стороны сечения; α и β — коэф., зависящие от отношения h/b. Для квадратного сечения $\alpha=0{,}14$, $\beta=2{,}2$, при $h/b\geqslant 10$ $\alpha=\beta\approx 0{,}33$. В открытых тонкостенных сечениях (уголок, швеллер, двутавр) момент инерции при К. может приближённо определяться как сумма моментов инерции составляющих их пластинок: $I_к=\eta\Sigma(h_i b_i^3/3)$, где η — коэф., принимаемый равным 1 для уголков, 1,12 — для швеллеров и 1,2 — для двутавров.

В стержнях некруглого поперечного сечения К. может быть как нестеснённым (чистым), так и стеснённым (изгибным). Нестеснённое К. стержня возможно при условии, что во всех его поперечных сечениях может быть свободная депланация (искажение плоской формы поперечного сечения); при этом касат. напряжения во всех сечениях будут одинаковыми, а нормальные напряжения — отсутствовать. В отличие от стержней круглого поперечного сечения, в к-рых касат. напряжения (рис. 2, *а*) имеют макс. значение во всех точках контура, в стержнях прямоуг. сечения макс. касат.

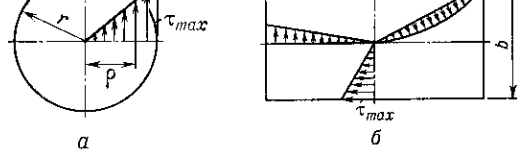


Рис. 2. Распределение касательных напряжений в упругой стадии работы материала стержней: *а* — круглого сечения; *б* — прямоугольного сечения.

напряжения возникают в середине длинной стороны (рис. 2, *б*) и определяются по ф-ле $\tau_{макс}=M_к/\beta hb^2$.

Стеснённое (изгибное) К. возможно в тех случаях, когда по условиям закрепления или загружения стержня свободная депланация сечений становится невозможной; при этом появляются дополнит. нормальные и касательные (секториальные) напряжения.

В упругопластич. стадии касат. напряжения при К., соответствующие пределу текучести материала $\tau_т$,

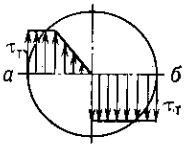


Рис. 3. Распределение касательных напряжений в упругопластической (*а*) и пластической (*б*) стадиях.

появляются на поверхности вала (рис. 3, *а*) и распространяются в сторону его оси. Считают, что в предельном состоянии пластич. деформации распространяются до оси (рис. 3, *б*) и при этом не происходит упрочнения материала. Величины предельных крутящих моментов для стержня круглого сечения определяются по ф-ле $M_{пр}=^2/_3\tau_т\pi r^3$, для стержня прямоугольного сечения $M_{пр}=\tau_т(3h-b)b^2/6$.

Деформации К. играют существ. роль в работе конструкций и, как правило, являются одной из причин потери устойчивости элементов конструкций.

Лит.: Беляев Н. М., Сопротивление материалов, 15 изд., М., 1976; Власов В. З., Тонкостенные упругие стержни, 2 изд., М., 1959; Тимошенко С. П., Гудьер Дж., Теория упругости, пер. с англ., М., 1975.

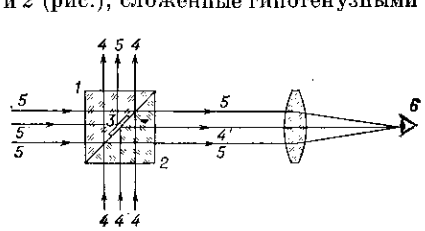
Л. В. Касабьян.

КСЕНО́Н (Xenon), Xe,— хим. элемент VIII группы периодич. системы элементов, инертный газ. Ат. номер 54, ат. масса 131,30. Природный К. состоит из 9 стабильных изотопов: ^{124}Xe (0,10%), ^{126}Xe (0,09%), ^{128}Xe (1,91%), ^{129}Xe (26,4%), ^{130}Xe (4,1%), ^{131}Xe (21,2%), ^{132}Xe (26,9%), ^{134}Xe (10,4%), ^{136}Xe (8,9%). Электронная конфигурация внеш. оболочек $5s^2p^6$. Энергии последоват. ионизаций: 12,130; 21,25; 32,1 эВ. Радиус атома Xe 0,218 нм. При темп-ре 0 °С и нормальном давлении плотн. 5,851 кг/м³. $t_{пл}=-111{,}85$ °С, $t_{кип}=-108{,}12$ °С. Плотность жидкого К. ок. 3 кг/дм³ (при $t_{кип}$), твёрдого — 3,4 кг/дм³ (при —140 °С). Теплота плавления 2,296 кДж/моль, теплота испарения 12,6 кДж/моль. Твёрдый К. обладает кубич. кристаллич. решёткой с постоянной $a=0{,}625$ нм (при —185 °С). Критич. темпра 16,59 °С, критич. давление 5,9 МПа, критич. плотность 1,155 кг/м³. Тройная точка: $t=161{,}36$К, $p=81{,}4$ кПа, плотность твёрдой фазы 3,540 кг/дм³, жидкой — 3,076 кг/дм³. При 25 °С в 1 л воды растворяется 119 мл Xe. Химически мало активен.

К. применяют для наполнения газоразрядных ламп. Способность Xe хорошо поглощать рентг. излучение используют в медицине. В качестве радиоакт. индикатора наиб. удобен искусственный ^{133}Xe (β-радиоактивен, $T_{1/2}=5{,}245$ сут).

С. С. Бердоносов.

КУ́БИК ФОТОМЕТРИ́ЧЕСКИЙ — устройство для сравнения интенсивностей двух *световых потоков*; представляет собой две прямоугольные стеклянные призмы *1* и *2* (рис.), сложенные гипотенузными гранями.



На большей части своей поверхности эти грани находятся в *оптическом контакте* друг с другом, и лучи света *4* и *5* проходят через К. ф., не изменяя направления. На участке *3* стеклянные грани разделены прослойкой воздуха, вследствие чего лучи *4′* и *5′*, падающие на этот участок, испытывают *полное внутреннее отражение*. Наблюдатель *6* видит два смежных световых поля (одно, создаваемое потоком лучей *5*, второе — лучами *4′*) и сравнивает их *яркости*. К. ф. применяется в визуальных *фотометрах* и колориметрах.

КУ́БО ФО́РМУЛЫ — выражают линейную реакцию статистической системы на переменное внешнее возмущение. К. ф. позволяют выразить *кинетические коэффициенты* через равновесные временны́е *корреляционные функции* потоков. Установлены Р. Кубо (R. Kubo) в 1957.

При выводе К. ф. предполагается, что система описывается статистич. оператором (*матрицей плотности*) (ρ), удовлетворяющим квантовому *Лиувилля уравнению*, $i\hbar\partial\rho/\partial t=[H+H_t^1, \rho]$, и при $t=-\infty$ находится в состоянии статистич. равновесия, к-рому соответствует равновесный статистич. оператор ρ_0 канонич. или большого канонич. ансамбля Гиббса. Под влиянием адиабатич. включения внеш. поля (механич. возмущения), к-рому соответствует возмущение H_t^1, ср. значение динамич. переменной A к моменту времени t в линейном по H_t^1 приближении принимает значение

$$\langle A\rangle^t=\langle A\rangle_0+\int\limits_{-\infty}^{t}(1/i\hbar)\langle[A(t),\ H_{t'}^1(t')]\rangle_0\,dt',$$

$$A(t)=\exp(iHt/\hbar)\,A\exp(-iHt/\hbar)$$

— оператор в представлении Гейзенберга, $\langle\ldots\rangle_0$ — усреднение с равновесным статистич. оператором. К. ф.

можно представить через запаздывающие двухвременные *Грина функции*

$$\langle A\rangle^t = \langle A\rangle_0 + \int\limits_{-\infty}^{\infty} \langle\langle A(t)\, H_1^1{}_{\cdot}(t')\rangle\rangle\, dt'.$$

В перем. электрич. поле с частотой ω получаем К. ф. для тензора электропроводности:

$$\sigma_{\alpha\gamma}(\omega) = \int\limits_0^{\beta} d\lambda \int\limits_0^{\infty} e^{i\omega t - \varepsilon t} \langle I_\gamma I_\alpha (t + i\hbar\lambda)\rangle_0\, dt,$$

$\beta = 1/kT$, I_α — оператор электрич. тока, $\varepsilon \to +0$.

В перем. магн. поле получаем К. ф. для тензора магн. восприимчивости:

$$\chi_{\alpha\gamma}(\omega) = \int\limits_0^{\beta} d\lambda \int\limits_0^{\infty} e^{i\omega t - \varepsilon t} \langle \dot{M}_\gamma M_\alpha (t + i\hbar\lambda)\rangle_0\, dt,$$

M_α — оператор α-компоненты полного магн. момента.

В перем. эл.-магн. поле с частотой ω и волновым вектором k получаем К. ф. для диэлектрич. восприимчивости как ф-ции от k, ω:

$$\varepsilon^{-1}(k, \omega) = 1 + 4\pi k^{-2} \langle\langle \rho_k \rho_{-k}\rangle\rangle_\omega,$$

ρ_k — фурье-компоненты оператора плотности заряда, $\ll \ldots \gg_\omega$ — фурье-компоненты запаздывающей двухвременной ф-ции Грина. Неравновесные процессы, к-рые не являются результатом действия внеш. полей, а вызваны термодинамич. неоднородностями в системе (термич. возмущениями), как, напр., вязкость, теплопроводность, диффузия, требуют более радикального изменения описания неравновесного состояния (см. *Грина — Кубо формулы*).

Д. Н. Зубарев.

КУЛО́Н (Кл, C) — 1) единица СИ кол-ва электричества (электрич. заряда), равная кол-ву электричества, протекающего через поперечное сечение в 1 с при пост. токе 1 А. Назв. в честь Ш. О. Кулона (Ch. A. Coulomb). 1 Кл = 0,1 ед. СГСМ ≙ $3 \cdot 10^9$ ед. СГСЭ. 2) Единица потока электрич. смещения (потока электрич. индукции) СИ. 1 Кл = 0,4 π ед. СГСМ ≙ $4\pi 3 \cdot 10^9$ ед. СГСЭ.

КУЛО́НА ЗАКО́Н — один из осн. законов электростатики, определяющий величину и направление силы взаимодействия между двумя неподвижными точечными зарядами. Экспериментально с достаточной точностью впервые доказан около 1773 Г. Кавендишем (H. Cavendish), использовавшим метод сферич. конденсатора: отсутствие поля внутри заряж. сферы доказывает, что сила эл.-статич. взаимодействия меняется обратно пропорционально квадрату расстояния; однако результаты Кавендиша не были опубликованы. В 1785 закон был установлен Ш. О. Кулоном (Ch. A. Coulomb) с помощью спец. крутильных весов. Согласно К. з., два точечных заряда взаимодействуют друг с другом в вакууме с силой, пропорциональной произведению величин зарядов e_1 и e_2 и обратно пропорциональной квадрату расстояния r между ними: $F = ke_1e_2/r^2$, где k — коэф. пропорциональности, зависящий от выбора единиц измерений. В *Гаусса системе единиц* $k = 1$, в СИ $k = 1/(4\pi\varepsilon_0)$, ε_0 — электрическая постоянная. Сила взаимодействия направлена по прямой, соединяющей заряды, причём одноимённые заряды отталкиваются, а разноимённые притягиваются. Силы, определяемые К. з., подчиняются принципу суперпозиции. В однородном диэлектрике сила взаимодействия между точечными зарядами уменьшается в ε раз: $F = ke_1e_2/\varepsilon r^2$, где ε — диэлектрич. проницаемость.

К. з. является одним из эксперим. оснований классич. электродинамики. Его обобщение приводит к *Гаусса теореме* (интегр. форма К. з.) и её дифференц. аналогу — одному из ур-ний Максвелла: $\mathrm{div}\boldsymbol{D} = 4\pi\rho$, где $\boldsymbol{D}$ — вектор электрич. индукции, ρ — плотность заряда.

Для макроскопич. расстояний с помощью экспериментов в земных условиях, проведённых по методу Кавендиша, доказано (1971), что показатель степени для r в К. з. не может отличаться от -2 более чем на $6 \cdot 10^{-16}$. Из опытов по рассеянию α-частиц следует, что К. з. не нарушается вплоть до расстояний $\sim 10^{-12}$ см. Впрочем, для описания взаимодействия заряж. частиц на таких расстояниях понятия, с помощью к-рых формулируется К. з., в частности понятия силы и положения частицы, вообще говоря, неприменимы. В этой области пространственных масштабов действуют законы квантовой физики. К. з. можно считать одним из предельных следствий квантовой электродинамики (КЭД), в рамках к-рой взаимодействие заряж. частиц обусловлено обменом фотонами. Вследствие этого эксперименты по проверке выводов КЭД можно рассматривать как опыты по проверке К. з. Так, опыты по аннигиляции электронов и позитронов показали, что отклонений от законов КЭД не наблюдается вплоть до расстояний $\sim 10^{-16}$ см. С др. стороны, макроскопич. опыты по уточнению К. з. служат для проверки постулатов КЭД: оценка макс. отклонения показателя степени для r в К. з. ($F \sim r^{-2\pm q}$) от -2 позволяет определить верх. предел возможной массы покоя фотона m_γ. В частности, поправка $q \leqslant 6 \cdot 10^{-16}$ соответствует $m_\gamma \leqslant 1{,}6 \cdot 10^{-50}$ кг.

К. з. наз. также закон, определяющий силу взаимодействия двух магн. полюсов: $F = fm_1m_2/\mu r^2$, где m_1 и m_2 — т. н. магн. заряды, μ — магн. проницаемость среды, f — коэф. пропорциональности, зависящий от выбора системы единиц и в общем случае не равный k. Установлен Ш. О. Кулоном практически одновременно с законом взаимодействия электрич. зарядов. Этот закон, однако, не имеет столь общего характера, как закон для электрич. сил, вследствие искусственности представления о точечных магн. полюсах.

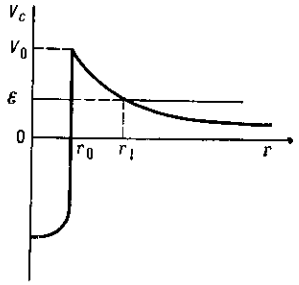
Лит.: Тамм И. Е., Основы теории электричества, 9 изд., М., 1976, гл. 1; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988, гл. 5; Сивухин Д. В., Общий курс физики, 2 изд., т. 3 — Электричество, М., 1983.

С. Р. Филонович.

КУЛО́НОВСКИЙ БАРЬЕ́Р ЯДРА́ — потенциальная энергия кулоновского отталкивания одноимённо заряж. частиц вне области действия ядерных сил. К. б. я. даётся ф-лой

$$V_C(r) = \frac{Z_1Z_2e^2}{r}, \quad r > r_0, \qquad (1)$$

где Z_1e и Z_2e — заряды частиц (Z — ат. номер), r — расстояние между частицами, r_0 — радиус действия ядерных сил (рис.). Прохождение частицы через К. б. я. играет существ. роль в реакциях термоядерного синтеза, в *альфа-распаде* ядер и в ядерных процессах при низких энергиях. Если энергия относит. движения частиц $\mathcal{E}$ меньше высоты барьера $V_0 = V_C(r_0)$ (подбарьерные реакции), то области действия ядерных сил ($0 \leqslant r \leqslant r_0$) и асимптотически свободного движения ($Z_1Z_2e^2/\mathcal{E} = r_1 < r < +\infty$) разделены классически недоступной областью ($r_0 < r < r_1$), проникновение через к-рую происходит в результате квантовомеханич. туннелирования (см. *Туннельный эффект*). Вероятность проникновения через К. б. я. определяется коэф. прохождения



$$D(\mathcal{E}) = \exp\left(-\frac{2}{\hbar}\int\limits_{r_0}^{r_1} \sqrt{2M[V_C(r) - \mathcal{E}]}\, dr\right), \qquad (2)$$

где M — приведённая масса частиц. В предельном случае $r_0 \to 0$

$$D(\mathcal{E}) = \exp(-2\pi Z_1Z_2e^2/\hbar v),$$

где v — скорость относит. движения частиц. Сечение подбарьерной ядерной реакции пропорционально коэф.

прохождения $D(\mathcal{E})$. В α-распаде $D(\mathcal{E})$ определяет связь между временем жизни α-радиоактивного ядра и скоростью α-частиц.

Лит. см. при ст. *Ядро атомное, Альфа-распад.*

В. Е. Маркушин.

КУЛО́НОВСКИЙ ЛОГАРИ́ФМ (L_K) — безразмерный параметр плазмы, показывающий, во сколько раз полное сечение рассеяния $\sigma_{полн}$, определяемое в осн. рассеянием на малые углы, т. е. за счёт дальнодействия кулоновских сил, больше сечения $\sigma_\perp$ ближнего взаимодействия: $\sigma_{полн}=L_K\sigma_\perp$. К. л. $L_K=\ln r_D/\rho_\perp$, где r_D — *дебаевский радиус экранирования*, $\rho_\perp$ — *прицельный параметр* ближнего взаимодействия. Для обычной газоразрядной плазмы $L_K\approx 10$—15, т. е. роль далёких соударений более существенна, хотя при каждом таком соударении импульс и энергия частицы меняются мало. Подробнее см. ст. *Плазма* и лит. при ней.

С. С. Моисеев.

КУЛО́НОВСКОЕ ВОЗБУЖДЕ́НИЕ ЯДРА́ — возбуждение сталкивающихся ядер, вызываемое эл.-магн. взаимодействием между ними. К. в. я. осуществляется даже при больших (относительно размеров ядра) расстояниях между ядрами. Сечение К. в. я. путём электрич. перехода с мультипольностью L, вычисленное в *квазиклассическом приближении* в 1-м порядке теории возмущений, т. е. в предположении, что это сечение много меньше сечения резерфордовского рассеяния, имеет вид

$$\sigma(EL)=\left(\frac{Z_1e}{\hbar v_i}\right)^2\cdot a^{-2L+2}\cdot B(EL)_{i\to f}\, f_{EL}(\xi,\eta_i). \quad (1)$$

Здесь $B(EL)$ — приведённая вероятность электрического EL-перехода из осн. состояния (i) ядра в возбуждённое (f); $2a$ — наим. расстояние при лобовом столкновении частиц:

$$a=\frac{Z_1Z_2e^2}{m_0v_iv_f}, \quad (2)$$

где Z_1, Z_2 — ат. номера налетающей частицы и ядра мишени, v_i, v_f — скорости налетающей частицы до и после столкновения, m_0 — приведённая масса сталкивающихся частиц; $f_{EL}(\xi,\eta_i)$ — ф-ция безразмерных параметров ξ и η_i:

$$\eta_i=\frac{Z_1Z_2e^2}{\hbar v_i};\quad \eta_f=\frac{Z_1Z_2e^2}{\hbar v_f};\quad \xi=\eta_f-\eta_i. \quad (3)$$

Величина η_i характеризует возможность квазиклассич. описания движения ядер. Оно возможно для достаточно больших значений η. В большинстве случаев $\eta_i\geqslant 5$; но уже при $\eta_i=5$ ошибка в значении f_{E2}, вычисленного квазиклассически, $\leqslant 2\%$. Ф-ция f_E резко зависит от ξ — при изменении ξ от 0 до 1,5 величина f_{E2} уменьшается $\sim$ в 10^3 раз [1]. Если энергия возбуждённого уровня $\Delta\mathcal{E}$ много меньше энергии $\mathcal{E}$, передаваемой при столкновении, то выражение для ξ приобретает вид

$$\xi=\frac{Z_1Z_2e^2}{\hbar v_i}\cdot\frac{\Delta\mathcal{E}}{\mathcal{E}}. \quad (4)$$

Сечение $\sigma(EL)$ уменьшается примерно на 2 порядка при увеличении L на 1. Эксперим. значения $B(EL)$ для $\Delta\mathcal{E}<3$ МэВ меньше теоретических в 10^3—10^6 раз. Поэтому К. в. я. путём дипольных переходов на опыте не наблюдалось. Измеренные $B(E2)$ больше теоретической (одночастичной) оценки, что указывает на *коллективные возбуждения ядра*. Измерения $B(E3)$ и $B(E4)$ показали, что иногда они также на 2 порядка больше теоретических [2]. Для магн. переходов сечения К. в. я. в $(v/c)^2$ раз меньше сечений электрич. переходов той же мультипольности (на опыте не наблюдались).

Сечения К. в. я. измеряются регистрацией неупруго рассеянных бомбардирующих частиц или γ-квантов, испускаемых возбуждённым ядром. Реже, в случае возбуждения тяжёлых ядер и малых $\Delta\mathcal{E}$, вместо γ-квантов детектировались конверсионные электроны (см. *Конверсия внутренняя*). В случае γ-квантов применяются толстые мишени и *полупроводниковые детекторы* [напр., Ge (Li)], обладающие высокими эффективностью регистрации γ-квантов и энергетич. разрешением.

Использование тяжёлых налетающих ионов [3, 4] даёт возможность изучить К. в. я., уровни к-рых характеризуются большими $\Delta\mathcal{E}$ или малыми $B(E2)$, а также лёгкие ядра [5]. В нек-рых случаях возбуждаются уровни ядер самих бомбардирующих тяжёлых ионов, напр. первые возбуждённые состояния ионов ^{20}Ne, ^{21}Ne и ^{22}Ne. Правильная интерпретация экспериментов с тяжёлыми ионами, основанная на применении ур-ния (1), возможна, если вероятность К. в. я. (пропорциональная Z_1^2) остаётся достаточно малой.

Изучение углового распределения и поляризации γ-лучей, испускаемых при К. в. я., даёт сведения о спинах и чётности состояний, характере и коэф. смеси испускаемого излучения в случае смешанного перехода (определяются величина и знак δ, где δ^2 — отношение интенсивностей $E2$-перехода и магн. $M1$-перехода). Зная δ и $B(E2)$, можно получить значения $B(M1)$ для смешанных переходов. Др. возможность определения $B(M1)$ заключается в измерении полного времени жизни состояний (напр., по измерению ослабления доплеровского смещения γ-излучения [6]).

При больших значениях вероятности К. в. я. возможны дву- и многократные процессы возбуждения. Учёт 2-го порядка в теории возмущений позволил оценить вероятность возбуждения триплетных состояний 0^+, 2^+ и 4^+ (I^π, где I — полный угловой момент, π — *чётность*), связанных с двухфононным возбуждением в чётно-чётных ядрах [7], и уточнить вероятность возбуждения 2^+-состояния. При этом наряду с прямым возбуждением учитывается и двухступенчатое, т. е. переход из осн. состояния ядра в один из m магн. подуровней уровня 2^+ и последующий переход его в др. подуровень. Измерения вероятности возбуждения состояния 2^+ позволяют наряду с B (E2) определить знак и величину матричного элемента $(2||M(E2)||2)$-перехода и связанного с ним статич. квадрупольного момента ядра $Q(2^+)$ [8].

Вероятность К. в. я. с помощью тяжёлых, ускоренных до большой энергии ($\geqslant 5$ МэВ) частиц резко растёт с их энергией Z_1, и создаются условия для осуществления многократного кулоновского возбуждения *высокоспиновых состояний ядер*. Если вероятности возбуждения, вычисленные в 1-м порядке теории возмущений, $\gg 1$, то квазиклассич. теория неприменима [10]. Методом многократного К. в. я. удалось возбудить высокоспиновые состояния в ряде ядер и определить энергии состояний и значения $B(E2)$ для переходов между высокоспиновыми состояниями; в частности, в ^{235}U возбуждено состояние со спином $I=30$ [9, 10]. Пример многократного К. в. я.— кулоновское деление ядра ^{238}U при столкновении с ядрами ^{184}W, ускоренными до 5—5,5 МэВ/нуклон [11].

Лит.: 1) Альдер К. и др., Изучение структуры ядра при кулоновском возбуждении ионами, в кн.: Деформация атомных ядер, пер. с англ., М., 1958, с. 9; 2) Diamond R. M., E2 static moments and E2, E4 transition moments by Coulomb excitation, «J. Phys. Soc. Jap.», 1973, v. 34,Suppl., p. 118; 3) Гринберг А. П., Лемберг И. Х., О кулоновском возбуждении ядер тяжелыми ионами, «ЖЭТФ», 1956, т. 30, с. 807; 4) Андреев Д. С. и др., Исследование кулоновского возбуждения ядерных уровней при помощи ускоренных многозарядных ионов, «Изв. АН СССР. Сер. физич.», 1961, т. 25, с. 832; 5) Андреев Д. С., Ерохина К. И., Лемберг И. Х., Кулоновское возбуждение ядра Ne^{21}, там же, 1960, т. 24, с. 1478; 6) Лемберг И. Х., Пастернак А. А., Аттенюация допплеровского смещения энергии α-лучей, там же, 1974, т. 38, с. 1600; 7) Гангрский Ю. П., Лемберг И. Х., Кулоновское возбуждение вторых уровней четно-четных ядер, там же, 1962, т. 26, с. 1001; 8) De Boer J., Eichler J., The reorientation effect, «Adv. Nucl. Phys.», 1968, v. 1, p. 1; 9) Ower H. и др., Structure of high-spin states in ^{232}Th, ^{234}U and ^{236}U, «Nucl. Phys.», 1982, v. A 388, p. 421; 10) Winther A., de Boer J., A computer program for multiple Coulomb excitation, в кн.: Coulomb excitation, N. Y. —L., 1966, p. 303; 11) Backe H. и др., Direct observation of Coulomb fission of ^{238}U with ^{184}W projectiles, «Phys. Rev. Lett.», 1979, v. 43, p. 1077.

А. П. Гринберг, И. Х. Лемберг.

КУМУЛЯ́НТЫ (от лат. cumulans — собирающий) (семиинварианты) случайной величины — коэф. разложения логарифма *характеристической функции* случайной величины в степенной ряд:

$$\ln \theta(u) = \sum_{k=1}^{\infty} \varkappa_k (iu)^k/k! \qquad (*)$$

К. $\varkappa_1$, $\varkappa_2$, $\varkappa_3$, $\varkappa_4$ наз. ср. значением, дисперсией, асимметрией и эксцессом случайной величины. Набор К. однозначно определяет характеристич. ф-цию $\theta(u)$ и, следовательно, плотность вероятности $W(x)$ случайной величины, если ряд (*) сходится для всех u. Существует связь между К. и *моментами* m_k случайной величины, напр.

$$m_1 = \varkappa_1; \quad m_2 = \varkappa_2 + \varkappa_1^2; \quad m_3 = \varkappa_3 + 3\varkappa_1\varkappa_2 + \varkappa_1^3.$$

Для *Гаусса распределения*

$$W_\Gamma(x) = (2\pi D)^{-1/2} \exp[-(x-m)^2/2D]$$

отличны от нуля только два К.: $\varkappa_1 = m$, $\varkappa_2 = D$. К. $\varkappa_s$ при $s \geqslant 3$ описывают степень негауссовости вероятностного распределения случайной величины; если использовать ряд Эджворта

$$W(x) = W_\Gamma(x) + \sum_{s=3}^{\infty} (-1)^s \frac{\beta_s}{s!} \frac{d^s}{dx^s} W_\Gamma(x),$$

то коэф. β_s связаны с К., напр.

$$\beta_3 = \varkappa_3, \quad \beta_4 = \varkappa_4, \quad \beta_5 = \varkappa_5, \quad \beta_6 = \varkappa_6 + 10\varkappa_3^2.$$

Разложение логарифма характеристич. ф-ции $\theta(u, v)$ для совокупности двух случайных величин в степенной ряд определяет К. двумерного вероятностного *распределения*:

$$\ln \theta(u, v) = \sum_{n,m=0}^{\infty} \varkappa_{nm} (iu)^n (iv)^m/n!m!$$

Порядком К. $\varkappa_{nm}$ наз. сумму $n+m$. Совместными К. наз. те, для к-рых и n, и m отличны от 0. Для двумерного распределения Гаусса отличны от 0 только К. 1-го и 2-го порядков. Совместные К. описывают разл. статистич. связи между случайными величинами. Если все совместные К. равны 0, то случайные величины статистически независимы. Первый совместный К. $\varkappa_{11}$ описывает корреляцию случайных величин. К. используют в теории случайных процессов и в статистич. физике, напр. для получения вириального разложения.

Лит.: Прохоров Ю. В., Розанов Ю. А., Теория вероятностей, 2 изд., М., 1973; Малахов А. Н., Кумулянтный анализ случайных негауссовых процессов и их преобразований, М., 1978.

А. Н. Малахов.

КУМУЛЯ́ТИВНЫЙ ПРОЦЕ́СС в релятивистской ядерной физике — *инклюзивный процесс* рождения вторичных элементарных частиц на атомном ядре далеко за пределами кинематически доступной области при соударении с одним покоящимся (в системе покоя ядра) нуклоном ядра. Это означает, что в процессе соударения одновременно участвуют два или более нуклонов ядра (с чем и связано назв. процесса).

К. п. были предсказаны А. М. Балдиным и открыты экспериментально на синхрофазотроне в Дубне в 1971. Было обнаружено, что ядро дейтерия с энергией 5 ГэВ на нуклон при столкновении с ядром углерода с вероятностью неск. процентов порождает пионы с энергией до 8 ГэВ (в лабораторной системе координат).

К. п. характеризуются порядком кумулятивности x, представляющим собой мин. массу мишени в единицах нуклонной массы m_N, на к-рой кинематически возможно рождение данной кумулятивной частицы. В пределе большой относительной *быстроты* сталкивающихся ядер порядок кумулятивности

$$x \approx (\mathcal{E} - p\cos\vartheta)/m_N,$$

где $\mathcal{E}$, p, ϑ — энергия, импульс и угол вылета кумулятивной частицы в системе покоя ядра. Для К. п. величина $x \gtrsim 1$.

Эксперим. изучение К. п. привело к установлению следующих осн. свойств инвариантного сечения $\mathcal{E}d\sigma/dp$.

1) Независимость (точнее, слабая зависимость) от энергии налетающей частицы, начиная с нек-рой граничной энергии (растущей с увеличением ат. номера; рис. 1), при фиксиров. значении x (*масштабная инвариантность*).

2) Универсальный характер зависимости сечения для средних и тяжёлых ядер от порядка кумулятивности вплоть до значений $x \approx 4$ (рис. 2). Универсальность величины

$$\beta = \left[-\frac{d \ln(\mathcal{E}\, d\sigma/dp)}{dx}\right]^{-1}$$

для процессов с разными первичными частицами при разл. энергиях (в системе покоя ядра) и разными кумулятивными частицами иллюстрирует рис. 3. Это свойство необъяснимо в стандартной картине ядра, в к-рой средние и тяжёлые ядра имеют разные ферми-импульсы нуклонов.

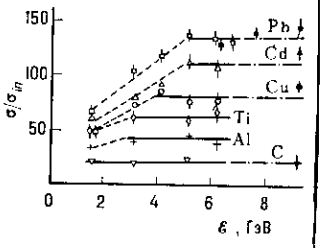


Рис. 1. Зависимость инвариантного сечения кумулятивного процесса рождения протонов (с импульсом 0,4—1,0 ГэВ/с в интервале углов 160°—164°) на разных ядрах от энергии $\mathcal{E}$ налетающих пионов и протонов (зачернённые точки); σ_{in} — полное сечение неупругого πp- или pp-взаимодействия.

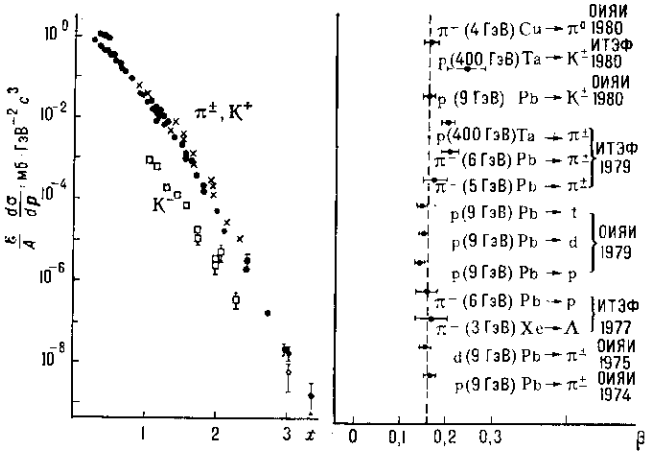


Рис. 2. Зависимость от x инвариантного сечения кумулятивного процесса при нулевом поперечном импульсе p_T кумулятивной частицы. Точки, крестики и квадратики относятся соответственно к π^+-мезонам, K^+-мезонам и K^--мезонам.

Рис. 3. Универсальность величины β для разных кумулятивных процессов (вертикальная пунктирная линия — усреднённое по всем процессам значение β). Указаны первичная частица, её энергия в системе покоя ядра, сорт ядра и кумулятивная частица; справа — институт, в к-ром наблюдался процесс, и год наблюдения.

3) Пропорциональность инвариантного сечения на тяжёлых ядрах объёму ядра, $\mathcal{E}d\sigma/dp \sim A$ (рис. 4), свидетельствующая о локальном характере взаимодействия и отсутствии экранировки.

4) Подавленность выхода кумулятивных частиц (K^--мезонов, антипротонов), не содержащих в своём составе валентных кварков нуклонов ядра; отношения выходов w не зависят от x (при $x > 1$) и равны (при равных x):

$$w(\pi^+) : w(\pi^-) : w(K^+) : w(K^-) \approx 1 : 1 : 0{,}5 : 0{,}03.$$

Описание качественных и количественных свойств К. п. невозможно в рамках традиционных в ядерной физике представлений о внутр. движении нуклонов и многократном рассеянии налетающей частицы нуклонами ядра (напр., в области $x \geq 1{,}5$ эти механизмы дают сечение на неск. порядков меньше экспериментального) и требует гипотезы о наличии в ядрах, наряду с нуклонами, плотных *многокварковых состояний* ($6q$, $9q$, $12q$ и т. д.) ядерной материи (или малонуклонных корреляций) с размерами порядка размеров нуклона. Предполагают, что ядра являются гетерофазными системами — представляют собой смесь двух фаз адронной ма-

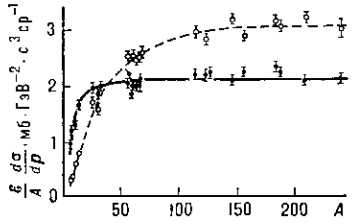


Рис. 4. Зависимость от массового числа A инвариантных сечений кумулятивных процессов рождения протона (пунктирная кривая) и π^--мезона (сплошная кривая; сечение умножено на 100) с импульсом 0,5 ГэВ/с под углом 180°. Выход на постоянное значение для тяжёлых ядер соответствует пропорциональности сечения массовому числу. Более сильная зависимость от A для лёгких и средних ядер связана, по-видимому, с конечностью объёма ядра.

терии: нуклонной и *кварк-глюонной плазмы*. Однако природа таких образований и механизм рождения кумулятивных частиц недостаточно ясны. В частности, неясно, создаются ли эти образования налетающим на ядро адроном или постоянно образуются и распадаются в ядре в результате флуктуаций плотности ядерной материи (т. н. *флуктоны* Блохинцева). Однозначный ответ на этот вопрос может быть получен из опытов по глубоко неупругому рассеянию лептонов на ядрах в области $x > 1$. Предварительные результаты таких экспериментов свидетельствуют в пользу второй возможности.

К. п. являются одним из предметов изучения *релятивистской ядерной физики*, лежащей на стыке физики ядра и физики элементарных частиц. Дальнейшее их тщательное исследование может, по-видимому, прояснить природу *удержания цвета*.

Лит.: Балдин А. М., Физика релятивистских ядер, «ЭЧАЯ», 1977, т. 8, с. 429; Ставинский В. С., Предельная фрагментация ядер — кумулятивный эффект (эксперимент), там же, 1979, т. 10, с. 949; Стрикман М. И., Франкфурт Л. Л., Рассеяние частиц высокой энергии как метод исследования малонуклонных корреляций в дейтоне и ядрах, там же, 1980, т. 11, с. 571; Ефремов А. В., Кварк-партонная картина кумулятивного рождения, там же, 1982, т. 13, с. 613.

А. В. Ефремов.

КУМУЛЯТИ́ВНЫЙ ЭФФЕ́КТ (кумуляция) (от ср.-век. лат. cumulatio — скопление) — существенное увеличение действия *взрыва* в к.-л. определённом направ-

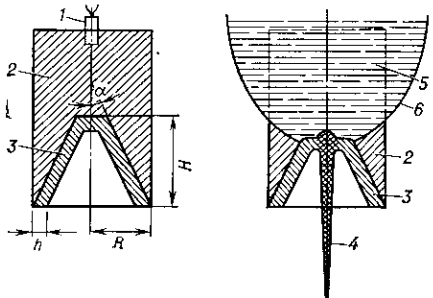


Схема заряда с выемкой конической формы и образование кумулятивной струи: *1* — детонатор; *2* — взрывчатое вещество; *3* — металлическая облицовка; *4* — кумулятивная струя; *5* — продукты взрыва; *6* — фронт детонационной волны.

лении. Достигается приданием спец. формы зарядам взрывчатых веществ (ВВ). Обычно для этой цели заряды изготовляют с выемкой в противоположной от детонатора его части (рис.). При инициировании взрыва сходящийся поток продуктов детонации формируется в высокоскоростную кумулятивную струю, причём К. э. увеличивается при облицовке выемки слоем металла (толщиной 1—2 мм). Скорость струи металла достигает 10—15 км/с. По сравнению с расширяющимися продуктами детонации обычных зарядов в сходящемся потоке продуктов кумулятивного заряда давление и плотности вещества и энергии значительно выше, что обеспечивает направленное действие взрыва и высокую пробивную силу кумулятивной струи.

Теория К. э. позволяет рассчитать параметры струи и макс. глубину её проникновения в преграду. В общепринятой гидродинамич. теории К. э. для материала оболочки и преграды используют модель *идеальной жидкости*. Возможность такого приближения обоснована тем, что при высоких (до 10 ГПа) давлениях, возникающих при К. э., упругие силы на два порядка меньше инерционных. В предположении бесконечной скорости детонации (действие взрывчатого вещества сводится к обжатию металлич. конуса, см. рис., продуктами взрыва со скоростью V) гидродинамич. теория для массы m, радиуса r, длины l и скорости v кумулятивной струи приводит к след. выражениям:

$$m = 2M\sin^2(\alpha/2), \quad r = \sqrt{2hR}\sin(\alpha/2),$$
$$l = H, \quad v = V\operatorname{ctg}(\alpha/2),$$

где M — масса облицовки конуса. Макс. глубина проникновения струи в преграду $s = \sqrt{\rho_0/\rho_1}\,l$ (ρ_0 и ρ_1 — соответственно плотности облицовки и преграды) достигается при нек-ром оптим. удалении заряда от преграды, наз. фокусным расстоянием. Резкое падение пробивного действия при удалении заряда от преграды связано с неустойчивостью струи.

К. э. применяется в исследовательских целях (возможность достижения больших скоростей вещества — до 90 км/с) в горном деле, в военном деле (бронебойные снаряды).

Лит.: Лаврентьев М. А., Шабат Б. В., Методы теории функций комплексного переменного, 5 изд., М., 1987; их же, Проблемы гидродинамики и их математические модели, 2 изд., М., 1977; см. также лит. при ст. *Взрыв*.

В. В. Новожилов.

КУ́ПЕРА ЭФФЕ́КТ — образование связанных пар частиц в вырожденной системе фермионов при наличии сколь угодно слабого притяжения между ними. Решая *Шрёдингера уравнение* для двух частиц вырожденного ферми-газа (газа электронов), Л. Купер (L. Cooper, 1956) показал, что слабое притяжение между ними приводит к т. н. спариванию частиц, находящихся вблизи ферми-поверхности, т. е. к образованию связанных состояний двух частиц.

К. э. представляет собой основу микроскопич. теории *сверхпроводимости* (см. *Бардина — Купера — Шриффера модель*). В идеальном ферми-газе сверхпроводимость (т. е. свертекучесть системы заряж. частиц) невозможна; для появления сверхпроводимости необходимо, чтобы в энергетич. спектре фермиевских возбуждений над осн. состоянием возникла конечная энергетич. щель. Куперовское спаривание частиц с конечной *энергией связи* и приводит к формированию такой щели. Тем самым для ферми-систем со спариванием удовлетворяется критерий сверхтекучести Ландау.

В результате К. э. любая вырожденная ферми-система с притяжением между частицами должна обладать свойством сверхпроводимости (сверхтекучести). В реальных металлах взаимодействие между электронами складывается из экранированного (на больших расстояниях) кулоновского отталкивания и притяжения, вызванного возможностью обмена виртуальными фононами и обусловленного поляризацией кристалла вокруг электронов [Х. Фрёлих (H. Fröhlich), 1952]. Соотношение этих типов взаимодействия и определяет возможность сверхпроводимости в металле.

Для возникновения куперовского спаривания достаточно, чтобы в разложении в полином Лежандра амплитуды рассеяния фермионов друг на друге хотя бы один член разложения оказался отрицательным (притяжение на соответствующей гармонике). Куперовские пары обладают орбитальным моментом, равным номеру

этой гармоники. Как правило, энергия связи пар и, соответственно, темп-ра сверхпроводящего перехода быстро убывают с ростом орбитального момента. Поэтому спаривание осуществляется с наименьшим допустимым значением момента. Суммарный спин пары равен нулю при чётном орбитальном моменте и единице при нечётном (т. е. пары являются *бозонами*). В большинстве известных сверхпроводников куперовские пары обладают нулевым орбитальным моментом (о существовании т. н. *d*-волновой сверхпроводимости см. *Органические сверхпроводники*). Интересным примером ферми-жидкости, в к-рой орбитальный момент пары равен единице, является сверхтекучий ^{3}He. Обычно в осн. состоянии сверхтекучей системы импульс пары равен нулю, т. е. пары образуются из квазичастиц с противоположно направленными и равными между собой по абс. величине импульсами. Однако возможны и системы с ненулевым суммарным импульсом пары, что означало бы пространственную неоднородность сверхтекучей системы в осн. состоянии (см. *Гелий жидкий*).

Лит. см. в ст. *Бардина — Купера — Шриффера модель.*

А. Э. Мейерович.

КУРЧАТО́ВИЙ (Kurchatovium), Ku,— радиоакт. хим. элемент IV группы периодич. системы элементов, получен искусственно, ат. номер 104. Относится к трансурановым элементам, из трансактиноидных элементов (расположен в периодич. системе первым после семейства *актиноидов*). Все известные изотопы К. (массовые числа 253—261) очень неустойчивы, наиб. долгоживущ ^{261}Ku ($T_{1/2}$=65 с). Первый радионуклид К. ^{260}Ku ($T_{1/2}$=0,1 с) получен Г. Н. Флёровым с сотрудниками в 1964 при облучении ^{242}Pu ядрами ^{22}Ne, затем ими же [и одноврем. Г. Сиборгом (G. Seaborg) с сотрудниками] получено несколько др. более устойчивых изотопов. Свойства К. исследованы слабо, т. к. он получен в ничтожно малых количествах. Возможная электронная конфигурация внешних оболочек атома К. $5s^2p^6d^{10}f^{14}6s^2p^6d^27s^2$. Энергия ионизации атома К. 5,1 эВ. По хим. свойствам К. отличается от актиноидов и является близким аналогом *гафния*, проявляет степень окисления +4. Назв. «К.» предложено сов. учёными (ИЮПАК не утверждено), в США этот элемент наз. резерфордием (символ Rf).

С. С. Бердоносов.

КЭЛИ — КЛЕЙНА ПАРАМЕТРЫ — комплексные величины, с помощью к-рых можно определить положение твёрдого тела, имеющего неподвижную точку. К.— К. п. a, b связаны с углами Эйлера φ, ψ, θ зависимостями

$$a=\cos\frac{\theta}{2}\,e^{i(\varphi+\psi)/2},\quad b=i\sin\frac{\theta}{2}\,e^{-i(\varphi-\psi)/2},$$

$$-b^*=i\sin\frac{\theta}{2}\,e^{i(\varphi-\psi)/2},\quad a^*=\cos\frac{\theta}{2}\,e^{-i(\varphi+\psi)/2}$$

(* означает комплексное сопряжение), при этом $|a|^2+|b|^2=1$. В свою очередь, зная a и b, можно определить углы φ, ψ, θ из равенства

$$\cos\theta=aa^*-bb^*,\quad \cos 2\varphi=\mathrm{Re}\,(-ab^*/ba^*),$$

$$\cos 2\psi=\mathrm{Re}\,(-ab/a^*b^*),$$

где Re — действит. часть комплексной величины.

К.— К. п. задают координаты в группе вращений трёхмерного пространства SO (3). Их введение основано на связи между группой SO (3) и группой SU (2) унитарных матриц 2-го порядка с единичным определителем. Всякий действит. вектор $\boldsymbol{x}$ (x_1, x_2, x_3) можно представить эрмитовой матрицей

$$H\begin{pmatrix}x_3 & x_1+ix_2\\ x_1-ix_2 & -x_3\end{pmatrix}=x_1\sigma_1+x_2\sigma_2+x_3\sigma_3, \qquad (1)$$

где σ_i — *Паули матрицы*. Для каждого вращения $x'=Ax$, описываемого углами Эйлера φ, ψ, θ, вектор x' представляется матрицей

$$H'=\tau(U)H=UHU^+=UHU^{-1},$$

где

$$U(\varphi,\ \psi,\ \theta)=\begin{pmatrix}a & b\\ -b^* & a^*\end{pmatrix}, \qquad (2)$$

значок «+» означает эрмитово сопряжение. При этом, в отличие от описания с помощью углов Эйлера, преобразования с использованием К.— К. п. можно перемножать, т. е. $\tau(U_1U_2)=\tau(U_1)\cdot\tau(U_2)$.

К. — К. п. a, b однозначно определяют вращение A, но a, b и $-a$, $-b$ описывают одно и то же вращение, что соответствует двухзначным (спинорным) представлениям группы вращений (см. *Вращений группа*, *Спинор*). Определение К.— К. п. в форме (1), (2) есть по существу представление элементов группы вращения R^3 через *кватернионы* с единичной нормой. Неявно такая связь прослеживается в работах А. Кэли (A. Cayley) в 1847, а точные соотношения появились в работах Ф. Клейна (F. Klein) в 1897.

К. — К. п. применяют при решении ряда кинематич. задач о движении тела с неподвижной точкой, в частности задачи о сложении последовательных конечных поворотов, для записи ур-ний, определяющих закон движения тела вокруг неподвижной точки, в более компактном виде и др.

Лит.: Голдстейн Г., Классическая механика, пер. с англ., 2 изд., М., 1975; Лурье А. И., Аналитическая механика, М., 1961; Синг Дж. Л., Классическая динамика, пер. с англ., М., 1963.

М. И. Монастырский.

КЮРИ (Ки, Ci) — внесистемная единица активности нуклида в радиоакт. источнике (активности изотопа), равная активности изотопа, в к-ром за 1 с происходит $3{,}700\cdot10^{10}$ (точно) актов распада; назв. в честь Пьера Кюри (P. Curie) и Марии Склодовской-Кюри (M. Skłodowska-Curie):

1 Ки=$3{,}700\cdot10^{10}$ Бк (*беккерелей*).

КЮРИ́ ЗАКО́Н — температурная зависимость *магнитной восприимчивости* χ парамагнетиков вида

$$\chi=C/T, \qquad (1)$$

где C — постоянная Кюри, T — темп-ра.

К. з. подчиняются только те парамагнетики, в к-рых существуют ионы или молекулы, обладающие отличным от нуля *магнитным моментом*. Закон открыт П. Кюри (P. Curie, 1895) при исследовании температурной зависимости уд. магн. восприимчивости газообразного кислорода и ряда др. парамагн. веществ. К. з. следуют: парамагн. газы (O_2 и NO); пары щелочных металлов; разбавленные растворы парамагн. солей; кристаллич. парамагн. соединения, в к-рых между магн. ионами расположены достаточно большие группы немагн. ионов или атомов (их присутствие делает взаимодействие между магн. ионами пренебрежимо малым), в этих веществах, кроме того, симметрия *внутрикристаллического поля* должна быть достаточно высокой, чтобы оказались исключёнными эффекты, связанные с *«замораживанием» орбитального момента*.

Теоретически ф-ла (1) была получена П. Ланжевеном (P. Langevin, 1905), рассмотревшим задачу о намагничивании 1 моля газа из N атомов (или молекул), обладающих магн. моментом μ_0. При наложении магн. поля H последнее стремится ориентировать моменты $\boldsymbol{\mu}_i$ параллельно H. Этому состоянию соответствует минимум потенц. энергии атомного магн. момента во внеш. поле $U_i=-\boldsymbol{\mu}_i\boldsymbol{H}=\mu_0H\cos\theta_i$, где θ_i — угол между векторами $\boldsymbol{\mu}_i$ и $\boldsymbol{H}$. Тепловое движение препятствует ориентации моментов. В соответствии с *Больцмана распределением* ср. значение проекции магн. момента на направление поля H

$$\langle\mu_H\rangle=(\mu_0/N)\sum_{i=1}^{N}\cos\theta_i\exp(U_i/kT). \qquad (2)$$

Замена в (2) суммирования интегрированием даёт для намагниченности $\boldsymbol{M}$ газа значение

$$M=N\langle\mu_H\rangle=N\mu_0L(x), \qquad (3)$$

где *Ланжевена функция* $L(x)=\mathrm{cth}\,x-1/x$, $x=\mu_0H/kT$. При не очень низких темп-рах и в не очень сильных магн. полях ($\mu_0H\ll kT$) значение $L(x)\approx x/3$ и (3) переходит в $M=(C/T)H$, что совпадает с ф-лой (1) при значении $C=N\mu_0^2/3k$.

В квантовой теории парамагнетизма, последовательно развитой Дж. Ван Флеком (J. Van Vleck, 1928—32), значение постоянной Кюри определяется величинами квантовых чисел спинового — S, орбитального — L и полного — J моментов магн. иона и зависит от соотношения расщеплений уровней энергии иона в результате спин-орбитального взаимодействия ($\Delta_{L,S}$) и действия внутрикристаллич. поля ($\Delta_{кр}$). Для соединений, содержащих ионы редкоземельных элементов, как правило, $\Delta_{кр} \ll kT \ll \Delta_{L,S}$. В этом случае $C = Ng^2\mu_B^2 J(J+1)/3k$, где g — *Ланде множитель*, μ_B — *магнетон* Бора. При $kT \gg \Delta_{L,S}$ величина $C = N\mu_B^2[L(L+1)+4S(S+1)/3k$. У ионов группы 3*d*-металлов (Fe, Co, Ni и др.) часто $\Delta_{кр} \gg kT$ и $\Delta_{кр} \gg \Delta_{LS}$. Для них

$$C = N \cdot 4\mu_B^2 S(S+1)/3k$$

(случай замораживания орбитального момента).

К. з. даёт возможность сопоставить теоретич. значение $\mu_0 = \mu \cdot g[J(J+1)]^{1/2}$ с эффективным значением $\mu_{эф} = (C \cdot 3k/N)^{1/2}$, получаемым из эксперимента, и установить в ряде случаев возможные физ. причины расхождения значений μ_0/μ_B и $\mu_{эф}/\mu_B$.

При учёте взаимодействия между магн. ионами (а также влияния внутрикристаллич. поля) К. з. переходит в *Кюри — Вейса закон*. Связанные с этими взаимодействиями отклонения от К. з. всегда наблюдаются при достаточно низких темп-рах.

Теория Ланжевена применима к любым моментам и в частности, как показал П. Дебай (P. Debye, 1912), описывает поляризацию газа, молекулы к-рого обладают пост. дипольным электрич. моментом, в электрич. поле. Т. о., К. з. подчиняется температурная зависимость диэлектрич. восприимчивости газов и разбавленных растворов полярных молекул.

Лит.: Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971; Киттель Ч., Введение в физику твердого тела, пер. с англ., М., 1978.

С. А. Боровик-Романов.

КЮРИ ПРИНЦИП — принцип, согласно к-рому кристалл под внеш. воздействием изменяет свою точечную симметрию так, что сохраняет лишь элементы симметрии, общие с элементами симметрии воздействия. К. п. выражает симметрийный аспект принципа причинности: симметрия причины сохраняется в симметрии следствий. К. п. сформулирован П. Кюри в 1894 и является осн. симметрийным принципом кристаллофизики наряду с *Неймана принципом*. Последний связывает симметрию свойств кристалла с симметрией самого кристалла до воздействия, в то время как К. п. позволяет определить симметрию кристалла после воздействия. Так, напр., тепловое расширение кристалла (воздействие скаляра — темп-ры) может привести к изменению углов между гранями кристалла, но не может привести к изменению его симметрии (если нет *фазовых переходов*). Когда при анизотропном воздействии симметрия кристалла изменяется, то К. п. позволяет сразу найти эту изменённую симметрию, а следовательно, и соответствующие изменения симметрии физ. свойств. Т. к. при собственных сегнетоэлектрич., ферромагн. или сегнетоэластич. фазовых переходах в качестве параметра перехода выступают соответственно полярный вектор $\boldsymbol{P}$, аксиальный вектор $\boldsymbol{M}$ или полярный тензор 2-го ранга ξ, то эти макроскопич. анизотропные величины можно рассматривать как внеш. воздействия и по К. п. сразу же найти изменение симметрии кристалла при таком структурном фазовом переходе и набор морфических физ. свойств, возникающих за счёт такого изменения симметрии.

Лит.: Современная кристаллография, т. 4, М., 1981.

Л. А. Шувалов.

КЮРИ ТОЧКА (температура Кюри, T_C) в общетермодинамическом понимании — точка на кривой *фазовых переходов* 2-го рода, связанных с возникновением (разрушением) упорядоченного состояния в твёрдых телах при изменении темп-ры, но при заданных значениях др. термодинамич. параметров (давления P, магн. поля $\boldsymbol{H}$, электрич. поля $\boldsymbol{E}$ и т. д.). Чаще этот термин применяют только к переходам в магнитоупорядоченное (ферро- и ферримагнитное) и в сегнетоэлектрическое состояния. Фазовый переход из ферромагн. состояния в парамагнитное (неупорядоченное) впервые наблюдал П. Кюри в 1895. В К. т. скачком изменяется симметрия кристаллич. вещества (см. *Симметрия кристаллов*, *Магнитная симметрия*). В случае переходов ферромагнетик — парамагнетик и сегнетоэлектрик — параэлектрик К. т. является изолиров. точкой на фазовой диаграмме в координатах H (или E) — T, т. к. с точки зрения симметрии состояние ферромагнетика (сегнетоэлектрика) в поле H (или E), направленном вдоль *оси лёгкого намагничивания*, не отличается от состояния парамагнетика в том же поле. Этим переход в ферро- и ферримагн. состояния отличается от перехода в антиферромагн. состояние. В последнем случае и в магн. поле происходит скачкообразное изменение симметрии. Антиферромагн. К. т. наз. *Нееля точкой*. Для всех *магнитных фазовых переходов* характерно, что при $T > T_C$ вещество находится в парамагн. состоянии. Ниже К. т.— в магнитоупорядоченном состоянии, к-рое сохраняется до $T = 0$К, хотя в интервале темп-р $T_C > T > 0$ возможны переходы из одного магнитоупорядоченного состояния в другое.

У *сегнетоэлектриков* могут существовать две К. т.: T_{C1} и T_{C2}. При $T > T_{C1}$ вещество является параэлектриком. При охлаждении до T_{C1} наступает переход в упорядоченное сегнетоэлектрич. состояние, а ниже T_{C2} возникает вновь параэлектрич. состояние.

В упорядочивающихся сплавах с охлаждением до К. т. (к-рая в случае сплавов носит также назв. точки Курнакова) атомы начинают располагаться упорядоченно — по узлам кристаллич. решётки сплава (возникают зародыши упорядоченной фазы).

Во всех перечисленных случаях перехода в упорядоченное состояние последнее можно описать параметром порядка η (спонтанной намагниченностью в ферромагнетиках, намагниченностью *магнитных подрешёток* в антиферромагнетиках, спонтанной поляризацией в сегнетоэлектриках, долей упорядочившихся атомов в сплавах). При $T > T_C$ $\eta = 0$, при $T \leqslant T_C$ с понижением темп-ры начинается рост η, к-рый может быть описан законом $\eta \sim (-\tau)^{\beta}$, где $\tau = (T - T_C)/T_C$, а β — *критический показатель* (см. *Критические явления*).

А. С. Боровик-Романов.

КЮРИ — ВЕЙСА ЗАКОН — температурная зависимость *магнитной восприимчивости* χ парамагнетика вида

$$\chi(T) = C/(T - \theta). \qquad (1)$$

Параметры вещества — постоянная Кюри C и парамагн. темп-ра Кюри θ — играют важную роль в объяснении природы магнетизма [1]. К.— В. з. установлен П. Вейсом (P. Weiss, 1907). В дальнейшем было экспериментально показано, что у очень многих ферро- и антиферромагнетиков в парамагн. области (при темп-рах выше *Кюри точки* T_C и соответственно *Нееля точки* T_N) зависимость $\chi(T)$ также описывается ф-лой (1). У ферромагнетиков $\theta > 0$, у антиферромагнетиков $\theta < 0$. В монокристаллах θ анизотропна, этот эффект достигает большой величины в редкоземельных металлах.

Графически удобно изображать К.— В. з. в координатах (χ^{-1}, T), где он имеет вид линейной зависимости

$$1/\chi(T) = C^{-1}T - \lambda, \quad \text{где} \quad \lambda = \theta/C. \qquad (2)$$

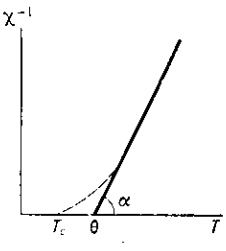
При этом (рис.) $C = \operatorname{ctg}\alpha$, а θ определяется как точка пересечения прямой с осью T.

Выполнение К.— В. з. в широком интервале темп-р носит приближённый характер. При $T \approx T_C(T_N)$ наблюдается отклонение от ф-лы (2). У ферромагнетиков θ и T_C не совпадают (рис.), но очень близки, у антиферромагнетиков θ и T_N могут существенно различаться.

С теоретич. точки зрения (в рамках теории *молекулярного поля*) К.— В. з. является обобщением *Кюри закона* на случай взаимодействия между локализов. магн. моментами. При этом параметр λ в (2)

совпадает с коэф. λ молекулярного поля $H^*=\lambda M$ (M — намагниченность образца). В *Гейзенберга модели* коэф. λ пропорционален обменному интегралу между спиновыми моментами S, а $C=Ng^2S(S+1)\mu_B^2/3k$ (N — число магн. атомов в образце, g — *Ланде множитель*, μ_B — *магнетон* Бора).

Для модели Гейзенберга существенна локализация электронов — носителей магн. момента. Между тем К.— В. з. наблюдается в большом числе металлов и сплавов (включая осн. ферромагн. металлы Fe, Co, Ni), где электроны, обусловливающие их магн. свойства, делокализованы. Учёт обменного взаимодействия в теории коллективизиров. электронов Стонера — Вольфарта хотя и усиливает слабо зависящий от *Т Паули парамагнетизм* $\chi_P(T)$, но не может привести к К.— В. з. при $T\ll T_F$ ($T_F\approx10^4$ К — темп-ра Ферми в металле) ввиду сильного вырождения электронного газа (вклад в парамагнетизм оказывается квадратичным, а не линейным по параметру T/T_F).



Для преодоления этого противоречия в теоретич. объяснении К.— В. з. в 70-х гг. 20 в. была предложена теория *спиновых флуктуаций* [2], к-рая учитывает корреляции между электронами и приводит к появлению линейной (или близкой к ней) зависимости $\chi_P(T)$, что и даёт возможность объяснить справедливость К.— В. з. для металлов и сплавов.

Помимо флуктуационного механизма, к К.— В. з. могут приводить особенности реальной электронной структуры магнетиков. Так, при наличии пика плотности состояний вблизи энергии Ферми (как, напр., в Ni) зависимость $\chi(T)$ имеет вид К.— В. з. [3, 4].

На температурную зависимость магн. восприимчивости χ может влиять также размытие электронного спектра, вызванное разл. типами взаимодействий в твёрдом теле. Выяснение их роли — актуальная задача теории магн. явлений и эксперимента.

Лит.: 1) Киттель Ч., Введение в физику твердого тела, пер. с англ., М., 1978; 2) Мория Т., Последние достижения теории магнетизма коллективизированных электронов, пер. с англ., «УФН», 1981, т. 135, с. 117; 3) Wohlfarth E., Can the Curie—Weiss law of metallic ferromagnets be compatible with simple Stoner theory?, «Comments Solid State Phys.», 1975, v. 6, p. 123; 4) Irkhin Yu. P., Rosenfeld E. W., New interpretation of Curie—Weiss law in transition metals, «Solid State Communs», 1982, v. 44, p. 1371. *Ю. П. Ирхин.*

КЮРИЙ (Curium), Cm,— радиоакт. хим. элемент III группы периодич. системы элементов, относится к *актиноидам*, получен искусственно, ат. номер 96. Конфигурация внеш. электронных оболочек $5s^2p^6d^{10}f^76s^2p^6d^17s^2$. Наиб. долгоживущим является малодоступный α-радиоактивный ^{247}Cm ($T_{1/2}=1{,}6\cdot10^7$ лет). В ядерных реакторах путём длит. облучения нейтронами плутония или урана можно получить граммовые кол-ва α-радиоактивных ^{242}Cm ($T_{1/2}=162{,}8$ сут) и ^{244}Cm ($T_{1/2}=18{,}11$ лет). Энергия ионизации 6,09 эВ. Кристаллохим. радиус атома К. 0,174 нм, радиус иона Cm^{3+} ок. 0,0946 нм, Cm^{4+} 0,0886 нм. Значение электроотрицательности 1,2.

В свободном виде — мягкий серебристо-белый металл. При темп-ре ниже 600 °С устойчива α-модификация с двойной плотной гексагональной кристаллич. решёткой, постоянные к-рой $a=0{,}3496$ и $c=1{,}1331$ нм; при темп-ре выше 600 °С α-Cm переходит в β-Cm с кубич. гранецентриров. решёткой. Плотность α-Cm 13,51 кг/дм^3, $t_{пл}=1345$ °С, $t_{кип}$ ок. 3200 °С, теплоёмкость $c_p=27{,}6$ Дж/моль·К, теплота плавления 14,64 кДж/моль.

В соединениях проявляет степень окисления +3 (наиб. характерна), а также +4 и +6. ^{242}Cm может использоваться в изотопных источниках тока (применяемых, напр., на космич. кораблях), в смеси с Be — для приготовления нейтронных источников.

С. С. Бердоносов.



ЛАВИ́НА ЭЛЕКТРО́ННАЯ — неуклонно нарастающий процесс размножения электронов в результате *ионизации* атомов и молекул, как правило, электронным ударом; является главнейшим элементом электрич. *пробоя газов*. В большинстве случаев Л. э. развивается в электрич. или эл.-магн. поле, хотя возможно лавинное размножение электронов чисто тепловой природы, напр. в ударной волне.

Л. э. начинается от небольшого числа первичных (затравочных) электронов, может даже от одного. Электрон разгоняется в пост. поле или приобретает энергию колебаний, если поле осциллирующее. При упругом столкновении с атомом он меняет направление своего движения и приобретённая между двумя последоват. столкновениями энергия переходит в энергию его хаотич. движения. Так, малыми порциями, происходит набор энергии электрона в поле. Когда энергия достигает величины, немного превышающей потенциал ионизации, электрон при столкновении ионизует атом, теряя при этом свою энергию. В результате появляются два медленных электрона, к-рые набирают энергию в поле, и т. д. Развитие Л. э. тормозится за счёт потерь энергии электронами при упругих и неупругих столкновениях (на электронное возбуждение атомов и молекул, возбуждение молекулярных колебаний и вращений) и вследствие потерь самих электронов в результате их диффузионного ухода из области действия поля или прилипания к электроотрицат. молекулам. *Рекомбинация ионов и электронов* также может ограничить рост Л. э., но не в начале её развития, а лишь когда появится очень много положит. ионов. В редких случаях возможна ионизация в два этапа: электрон только возбуждает атом, а последний ионизуется внеш. оптич. излучением, или происходит ассоциативная ионизация при объединении возбуждённого атома с невозбуждённым в молекулярный ион. Обычно в пост. поле, ВЧ-поле и СВЧ-поле возбуждение атомов ударами электронов только тормозит развитие Л. э., т. к. электрон теряет энергию на возбуждение и вынужден снова её набирать. Исключение составляют нек-рые газовые смеси, в к-рых происходит резонансная передача возбуждения одного типа атома на ионизацию другого (см. *Пеннинга эффект*), и световые поля достаточно высокой интенсивности и частоты, в к-рых возбуждённый атом ионизуется в результате многоквантового фотоэффекта (см. *Оптические разряды*).

Важнейшей характеристикой Л. э., определяющей скорость её нарастания во времени, является частота ионизации ν_i — число электронов, к-рое в ср. рождает один электрон в 1 с. Если в момент t имеется N_e электронов, то

$$\frac{dN_e}{dt}=\nu_iN_e,\quad N_e=N_0\exp\nu_it, \qquad (1)$$

где N_0 — число затравочных электронов в нач. момент $t=0$. Частота ионизации электронным ударом зависит от энергетич. спектра $n(\varepsilon)$ электронов в лавине (т. е. от поля) и определяется ф-лой

$$\nu_i=\int n(\varepsilon)\,\sigma_i(\varepsilon)\,d\varepsilon\Big/\int n(\varepsilon)\,d\varepsilon, \qquad (2)$$

где $\sigma_i(\varepsilon)$ — сечение ионизации электроном энергии ε. Когда ср. энергия $\bar{\varepsilon}$ спектра существенно меньше потенциала ионизации I, приближённо можно принять $\sigma_i\simeq C(\varepsilon-I)$. В случае максвелловской ф-ции распределения

$$\nu_i=N_a\bar{v}_eC(I+2kT_e)\exp(-I/kT_e),\ \bar{v}_e=(8kT_e/\pi m)^{1/2}, \qquad (3)$$

где T_e — электронная темп-ра, N_a — плотность атомов; константа C — в табл. 1.

Л. э. развивается более или менее независимо в каждом небольшом элементе пространства только в быстроосциллирующих полях (СВЧ-поле, оптическом), когда амплитуда колебаний электронов мала. В пост. поле E Л. э. развивается гл. обр. вдоль направления поля, и в этом случае она характеризуется ионизационным коэффициентом Таунсенда α ($см^{-1}$) — числом электронов, к-рое электрон рождает на 1 см пути вдоль поля: $\alpha=\nu_i/v_д$, где $v_д$ — скорость дрейфа электрона в поле. α, как и $v_д$, можно сравнительно легко измерить на опыте, а затем найти ν_i.

Коэф. α характеризует закон размножения электронов в лавине, распространяющейся вдоль поля между катодом и анодом:

$$\frac{dN_e}{dx}=\alpha N_e, \quad N_e=N_0\exp\alpha x, \qquad (4)$$

где N_0 — число электронов, вышедших с катода ($x=0$). В диапазоне сильных полей, пробивающих газовые промежутки между электродами, для α существует эмпирич. ф-ла Таунсенда, учитывающая *подобия законы* по давлению p:

$$\alpha=Ap\exp(-Bp/E). \qquad (5)$$

Константы A и B представлены в табл. 1. Величины α и ν_i чрезвычайно резко уменьшаются при уменьшении поля (рис. 1). Расчётные и эксперим. данные по скоростям ионизации относятся обычно к пост. полю. В случае быстропеременного поля частоты ω частоту ионизации $\nu_{i\omega}$ можно оценить по известной частоте ионизации ν_{i0} в пост. поле, пересчитав по ф-ле

$$\nu_{i\omega}(\omega,\ p,\ E_0)=\nu_{i0}(p,\ E_{эфф}),$$

$$E_{эфф}=E_0\sqrt{\nu_m^2/2(\omega^2+\nu_m^2)}, \qquad (6)$$

где E_0 — амплитуда осциллирующего поля, $\nu_m=bp$ — частота упругих столкновений электрона с атомами. Ориентировочные значения коэф. пропорциональности b для оценок см. в табл. 1.

В электроотрицат. газах скорость размножения в Л. э. существенно зависит от коэф. прилипания a ($см^{-1}$) — числа актов прилипания электрона на 1 см пути вдоль поля. Коэф. a определяются опытным путём или в результате решения кинетич. ур-ния, подобно ν_i и α. При наличии прилипания числа электронов и ионов в лавине растут как

$$N_e=N_0\exp x(\alpha-a), \quad N_+=\frac{\alpha}{\alpha-a}(N_e-N_0),$$

$$N_-=\frac{a}{\alpha-a}(N_e-N_0). \qquad (7)$$

Коэф. a обычно нарастает с E медленнее, чем α. Поэтому кривые $\alpha(E)$, $a(E)$ непременно пересекаются в некрой точке $(E/p)_1$ (с учётом подобия). При $E/p<(E/p)_1$ $\alpha-a<0$ и Л. э. существовать не может. В воздухе $(E/p)_1=31$ В/(см·тор)=0,23 В/(см·Па), в т. н. элегазе SF_6, к-рый применяется в качестве газового изолятора, $(E/p_1)=117{,}5$ В/(см·тор)=0,88 В/(см·Па). Эти цифры ставят нижний предел для порога пробоя газа в идеально однородном поле. В табл. 2 приведены цифры, характеризующие Л. э. в воздухе атм. давления в плоском промежутке длиной d в присутствии однородного поля E_t, пробивающего такой промежуток.

Табл. 1.

Газ	A, (см·тор)$^{-1}$	B, В/(см·тор)	Область применимости E/p, В/(см·тор)	C, 10^{-17} см²/эВ	b, 10^3 (с·тор)$^{-1}$
He	3	34	20—150	0,13	2,0
Ne	4	100	100—400	0,16	1,2
Ar	12	180	100—600	2,0	5,3
Kr	17	240	100—1000		
Xe	26	350	200—800		
Hg	20	370	200—600	7,9	
H_2	5	130	150—600	0,59	4,8
N_2	12	342	100—600	0,85	4,2
воздух	15	365	100—800		3,9

Табл. 2.

d, см	E_t, кВ/см	$\alpha-a$, $см^{-1}$	$(\alpha-a)\,d$	N_e/N_0
0,1	45,4	81	8,1	$3{,}3\cdot10^3$
0,3	36,7	31	9,3	$1{,}1\cdot10^4$
0,5	34	20,5	10,2	$2{,}8\cdot10^4$
1	31,4	12,4	12,4	$2{,}4\cdot10^5$
2	29,3	8,0	16	$8{,}9\cdot10^6$
3	28,6	6,5	19,5	$2{,}9\cdot10^8$

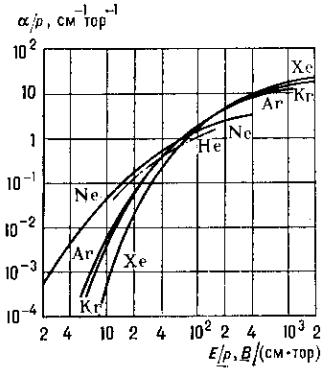


Рис. 1. Коэффициенты ионизации для инертных газов.

Эксперименты по изучению Л. э. проводятся гл. обр. в камере Вильсона; наблюдаются и одиночные Л. э., порождённые одним электроном, вышедшим с катода. Синхронизованно с подачей напряжения на электроды и облучением катода УФ-излучением (для вырывания затравочного электрона) производится адиабатич. расширение исследуемого газа, куда добавляют немного паров воды, спирта и т. п. Образовавшиеся ионы, к-рые в отличие от быстро движущихся в поле электронов практически остаются на месте, служат центрами конденсации возникшего пересыщенного пара. Туман фотографируют и получают изображение лавины (рис. 2). Лавина расширяется в поперечном направлении вследствие небольшого диффузионного расплывания электронного облака, центр к-рого движется от катода к аноду со скоростью дрейфа $v_д$; при большом числе народившихся электронов ($N_e\sim10^6$) диффузионное расплывание сменяется более быстрым эл.-статич. расталкиванием. Одновременно осциллографируют электронный ток в цепи $i=N_e(t)ev_д/d$, где N_e даётся ф-лой (7). Обработка результатов позволяет найти из опыта $v_д$, $\alpha-a$, ср. энергию электронов $\bar{\varepsilon}$, от к-рой зависит скорость диффузии.



Рис. 2. Фотография электронной лавины, полученная в камере Вильсона.

Когда электрич. поле нарастающего пространственного заряда электронов и ионов в Л. э. достигает величины внешнего [при $N_e\simeq10^8-10^9$, $(\alpha-a)d\approx20$], лавина может перейти в *стример*. Так начинается стримерный пробой. Альтернативой ему служит пробой механизмом размножения лавин, к-рый характеризуется появлением от одной прошедшей лавины более чем одной новой за счёт вырывания затравочных электронов из катода или газа фотонами, рождёнными в лавине (см. также *Импульсный разряд*).

Лит.: Ретер Г., Электронные лавины и пробой в газах, пер. с англ., М., 1968; Лозанский Э. Д., Фирсов О. Б., Теория искры, М., 1975; Райзер Ю. П., Физика газового разряда, М., 1987.

Ю. П. Райзер.

ЛАВИ́ННО-ПРОЛЁТНЫЙ ДИО́Д — полупроводниковый диод, обладающий *отрицательным дифференциальным сопротивлением* в СВЧ-диапазоне вследствие развития т. н. лавинно-пролётной неустойчивости. Последняя обусловлена ударной ионизацией и дрейфом носителей заряда в p—n-переходе в режиме обратного смещения (см. *p—n-переход*). Идея, лежащая в основе работы Л.-п. д., сформулирована в 1958 У. Т. Ридом (W. T. Read). Генерация на Л.-п. д. впервые наблюдалась в СССР в 1959 А. С. Тагером с сотрудниками [1].

Физ. принцип работы Л.-п. д. можно пояснить на примере диода Рида (рис. 1). Диод состоит из сильно легированного p^+-эмиттера и неоднородно легированной n-базы (рис. 1, *а*). Узкий слой n-базы вблизи p—n-перехода легирован сильно (n^+-слой), остальная часть

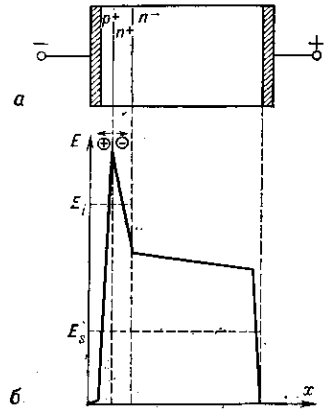


Рис. 1.

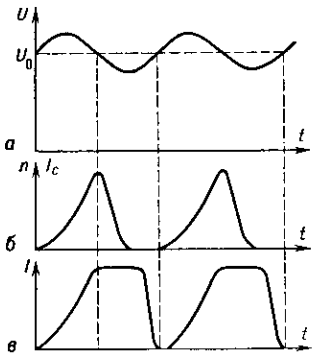


Рис. 2.

базы легирована слабо (n^--слой). Распределение поля в такой структуре для обратного напряжения U_0, большего, чем напряжение пробоя U_i, показано на рис. 1 (*б*). При этом напряжённость поля в области p—n-перехода превышает поле ударной ионизации E_i и вблизи p—n-перехода генерируются электронно-дырочные пары (область умножения). Дырки быстро пролетают к электроду сквозь узкий сильно легированный эмиттер, не оказывая существенного влияния на работу прибора. Электроны, покинув область умножения, пролетают затем протяжённую слабо легированную n^--область (область дрейфа).

В области умножения и в области дрейфа электроны движутся с одной и той же, не зависящей от напряжённости поля дрейфовой скоростью — скоростью насыщения v_s[2]. Значение поля E_s, при к-ром дрейфовая скорость электронов насыщается, составляет для электронов в Si и GaAs величину $\sim 10^4$ В/см, значительно меньшую значения поля в области умножения $E_i \approx (3-5)\,10^5$ В/см. Характерное значение $v_s \approx 10^7$ см/с.

Пусть помимо пост. напряжения U_0 к диоду приложено перем. напряжение U частотой ω (рис. 2, *а*). С ростом напряжения U происходит резкое увеличение концентрации носителей в области умножения вследствие экспоненциального характера зависимости коэф. ударной ионизации от поля [2]. Однако т. к. скорость роста концентрации электронов dn/dt пропорц. уже имеющейся в области умножения концентрации n, момент, когда n достигает максимума, запаздывает по отношению к моменту, когда максимума достигает напряжение на диоде (рис. 2, *б*). В условиях, когда v_s не зависит от поля, ток проводимости в области умножения I_c пропорц. концентрации n: $I_c = env_s S$ (e — заряд электрона, S — площадь диода). Поэтому кривая на рис. 2 (*б*) представляет собой также и зависимость тока I_c в области умножения от времени.

Когда напряжение на диоде спадает и концентрация носителей в области умножения резко уменьшается, ток на электродах прибора I (полный ток) остаётся постоянным (рис. 2, *в*). Сформировавшийся в области умножения сгусток электронов движется через область дрейфа с пост. скоростью v_s. Пока сгусток электронов не уйдёт в контакт, ток через диод остаётся постоянным (теорема Рамо — Шокли) [3]. Из сравнения рис. 2, *а* и 2, *в* видно, что ток, протекающий через Л.-п. д., колеблется практически в противофазе с напряжением, т. е. имеет место отрицат. дифференциальное сопротивление.

Отрицат. дифференциальное сопротивление Л.-п. д. является частотно-зависимым. Время пролёта носителей через область дрейфа $t_0 \approx L/v_s$, где L — длина области дрейфа, практически равная полной длине диода. Сдвиг фаз между током и напряжением $\sim\pi$ может быть реализован только на частоте $\omega \sim 1/t_0 \sim v_s/L$ (и на гармониках). Более точный расчёт устанавливает соотношение между ω и L:

$$\omega \approx \pi v_s/L.$$

Механизм возникновения отрицат. дифференциального сопротивления является малосигнальным: колебания спонтанно нарастают в резонаторе, настроенном на соответствующую частоту ω, при подаче на диод достаточно большого пост. смещения.

Наиб. мощные и эффективные Л.-п. д., предназначенные для работы в сантиметровом диапазоне и длинноволновой части миллиметрового диапазона длин волн, изготавливаются из GaAs, а для работы на более высоких частотах — из Si. Перспективно использование InP и др. соединений типа $A^{III}B^{V}$, а также *гетероструктур* и *сверхрешёток*.

Для создания Л.-п. д. используются диффузия и *ионная имплантация* примесей, эпитаксиальное наращивание (см. *Эпитаксия*), напыление металла в вакууме.

Л.-п. д.— наиб. мощный полупроводниковый прибор для генерации и усиления эл.-магн. колебаний на частотах до 400 ГГц. Л.- п. д. из GaAs на частоте 6 ГГц в непрерывном режиме обеспечивают выходную мощность $P=15$ Вт при $\eta \approx 30\%$; на частоте 40 ГГц $P \approx 2$ Вт при $\eta \approx 20\%$. Кремниевые Л.-п. д. позволяют получить $P \approx 1$ Вт на частоте 100 ГГц и 50 мВт на частоте 200 ГГц и 2 мВт на частоте 440 ГГц.

Лит.: 1) Тагер А. С., Вальд-Перлов В. М., Лавинно-пролетные диоды и их применение в технике СВЧ, М., 1968; 2) Зи С., Физика полупроводниковых приборов, пер. с англ., кн. 2, М., 1984; 3) Кэррол Дж., СВЧ-генераторы на горячих электронах, пер. с англ., М., 1972.

М. Е. Левинштейн, Г. С. Симин.

ЛАГЕ́РРА ФУ́НКЦИИ — ф-ции, являющиеся решениями ур-ния

$$xf'' + (\alpha + 1 - x) f' + nf = 0,$$

где α, n — произвольные параметры. Если n — целое положит. число, Л. ф. вырождаются в полиномы Лагерра $L_n^{\alpha}(x)$ (см. *Ортогональные полиномы*). В общем случае Л. ф. выражаются через *вырожденную гипергеометрическую функцию*

$$L_n^{\alpha}(x) = \Phi(-n,\ \alpha+1,\ x)\,\Gamma(\alpha+n+1)/n!\,\Gamma(\alpha+1).$$

Иногда вводят Л. ф., убывающие при $x \to +\infty$: $f_n^{\alpha}(x) = e^{-x/2}x^{\alpha/2}L_n^{\alpha}(x)$. Эти ф-ции ортогональны на интервале $(0, +\infty)$; применяются в задачах о распространении эл.-магн. волн в длинных линиях, о движении электрона в кулоновом поле и т. д.

ЛАГРА́НЖА УРАВНЕ́НИЯ гидромеханики — дифференциальные ур-ния движения частиц несжимаемой идеальной жидкости в переменных Лагранжа (см. *Гидроаэромеханика*), имеющие вид

$$\left(X - \frac{\partial^2 x}{\partial t^2}\right)\frac{\partial x}{\partial a_i} + \left(Y - \frac{\partial^2 y}{\partial t^2}\right)\frac{\partial y}{\partial a_i} + \left(Z - \frac{\partial^2 z}{\partial t^2}\right)\frac{\partial z}{\partial a_i} = \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial a_i} \quad (i = 1,\ 2,\ 3), \qquad (1)$$

где t — время, x, y, z — координаты частицы жидкости, a_1, a_2, a_3 — параметры, с помощью к-рых отличают

частицы среды друг от друга (этими параметрами могут быть значения координат x_0, y_0, z_0 в нек-рый момент времени t_0), X, Y, Z — проекции объёмных сил, p — давление, ρ — плотность. Получены Ж. Лагранжем (J. Lagrange) ок. 1780.

Решение общей задачи гидромеханики в переменных Лагранжа сводится к тому, чтобы, зная X, Y, Z, а также начальные и граничные условия, определить x, y, z, p, ρ как ф-ции времени и параметров a_1, a_2, a_3. Для решения этой задачи необходимо к ур-ниям (1) присоединить ур-ние неразрывности, имеющее в переменных Лагранжа вид

$$\rho(a_1, a_2, a_3, t)\begin{vmatrix} \frac{\partial x}{\partial a_1} & \frac{\partial y}{\partial a_1} & \frac{\partial z}{\partial a_1} \\ \frac{\partial x}{\partial a_2} & \frac{\partial y}{\partial a_2} & \frac{\partial z}{\partial a_2} \\ \frac{\partial x}{\partial a_3} & \frac{\partial y}{\partial a_3} & \frac{\partial z}{\partial a_3} \end{vmatrix} = \rho_0(a_1, a_2, a_3, t_0)\begin{vmatrix} \frac{\partial x_0}{\partial a_1} & \frac{\partial y_0}{\partial a_1} & \frac{\partial z_0}{\partial a_1} \\ \frac{\partial x_0}{\partial a_2} & \frac{\partial y_0}{\partial a_2} & \frac{\partial z_0}{\partial a_2} \\ \frac{\partial x_0}{\partial a_3} & \frac{\partial y_0}{\partial a_3} & \frac{\partial z_0}{\partial a_3} \end{vmatrix}, \qquad (2)$$

и ур-ние состояния $\rho = f(p)$ для баротропного движения или $\rho = \text{const}$ для несжимаемой жидкости. Если зависимости x, y, z от a_1, a_2, a_3, t найдены, то траектории, скорости и ускорения частиц определяются обычными методами кинематики точки.

Обычно при решении задач гидромеханики пользуются *Эйлера уравнениями*. Л. у. применяются гл. обр. при изучении нестационарных движений, в частности колебат. движений жидкости, в нек-рых вопросах теории турбулентности.

Лит. см. при ст. *Гидроаэромеханика*. *С. М. Тарг.*

ЛАГРА́НЖА УРАВНЕ́НИЯ механики. 1) Лагранжа уравнения 1-го рода — дифференциальные ур-ния движения механич. системы, к-рые даны в проекциях на прямоугольные координатные оси и содержат т. н. множители Лагранжа. Получены Ж. Лагранжем в 1788. Для *голономной системы*, состоящей из n материальных точек, на к-рую наложено k связей вида

$$f_i(x_1, y_1, z_1; \ldots; x_n, y_n, z_n; t) = 0 \quad (i = 1, 2, \ldots, k), \qquad (1)$$

Л. у. 1-го рода имеют вид

$$\left.\begin{aligned} m_\nu \ddot{x}_\nu &= F_{\nu x} + \sum_{i=1}^{k} \lambda_i \frac{\partial f_i}{\partial x_\nu} \\ m_\nu \ddot{y}_\nu &= F_{\nu y} + \sum_{i=1}^{k} \lambda_i \frac{\partial f_i}{\partial y_\nu} \\ m_\nu \ddot{z}_\nu &= F_{\nu z} + \sum_{i=1}^{k} \lambda_i \frac{\partial f_i}{\partial z_\nu} \end{aligned}\right\} \quad (\nu = 1, 2, \ldots, n), \qquad (2)$$

где m_ν — массы точек системы; x_ν, y_ν, z_ν — координаты этих точек; $F_{\nu x}$, $F_{\nu y}$, $F_{\nu z}$ — проекции приложенных к каждой точке активных сил; λ_i — неопределённые множители, пропорциональные реакциям соответствующих связей; t — время. Аналогичные ур-ния могут составляться и для *неголономных систем*. Ур-ния (2) совместно с (1) дают систему $3n+k$ дифференциальных ур-ний, из к-рых находятся $3n$ неизвестных ф-ций $x_\nu(t)$, $y_\nu(t)$, $z_\nu(t)$, дающих закон движения точек системы, и k множителей $\lambda(t)$, позволяющих определить проекции реакций связей по ф-лам

$$N_{\nu x} = \sum_{i=1}^{k} \lambda_i \frac{\partial f_i}{\partial x_\nu}, \quad N_{\nu y} = \sum_{i=1}^{k} \lambda_i \frac{\partial f_i}{\partial y_\nu}.$$

$$N_{\nu z} = \sum_{i=1}^{k} \lambda_i \frac{\partial f_i}{\partial z_\nu}$$

Для отыскания закона движения ур-ниями (2) пользуются редко, т. к. интегрирование системы $3n+k$ ур-ний, когда n велико, связано с большими трудностями. Однако если закон движения будет найден другим путём (напр., с помощью ур-ний Лагранжа 2-го рода), то по ур-ниям (2), в к-рых левые части известны, можно определять реакции связей.

2) Лагранжа уравнения 2-го рода — дифференциальные ур-ния движения механич. системы, в к-рых параметрами, определяющими положение системы, являются независимые между собой *обобщённые координаты*. Для голономных систем Л. у. 2-го рода имеют в общем случае вид

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial T}{\partial \dot{q}_i}\right) - \frac{\partial T}{\partial q_i} = Q_i \quad (i = 1, 2, \ldots, s), \qquad (3)$$

где q_i — обобщённые координаты, число к-рых равно числу s степеней свободы системы, $\dot{q}_i$ — обобщённые скорости, Q_i — обобщённые силы.

Для составления ур-ний (3) надо, выбрав q, определить кинетич. энергию системы в её движении относительно *инерциальной системы отсчёта* и выразить эту величину явно через q_i и $\dot{q}_i$, т. е. найти $T(q_i, \dot{q}_i, t)$; время войдёт сюда при нестационарных связях. Значения Q_i находятся по заданным (активным) силам, в число к-рых при неидеальных связях включают и силы трения. С матем. точки зрения ур-ния (3) представляют собой систему обыкновенных дифференциальных ур-ний 2-го порядка относительно координат q_i; интегрируя эти ур-ния и определяя постоянные интегрирования по нач. условиям, находят $q_i(t)$, т. е. закон движения системы в обобщённых координатах.

По сравнению с ур-ниями в декартовых координатах (см., напр., ур-ния Лагранжа 1-го рода) ур-ния (3) обладают тем важным преимуществом, что число их равно числу степеней свободы системы и не зависит от кол-ва входящих в систему материальных частиц или тел; кроме того, при идеальных связях из ур-ний (3) автоматически исключаются все наперёд неизвестные реакции связей. Л. у. 2-го рода, дающими весьма общий и притом достаточно простой метод решения задач, широко пользуются для изучения движения разл. механич. систем, в частности в динамике механизмов и машин, в теории *гироскопа*, в теории колебаний и др.

Для неголономной системы, на к-рую, кроме геом. связей, учитываемых выбором координат q, наложено ещё k дифференциальных связей, выражаемых равенствами

$$A_{\varkappa 0} + \sum_{i=1}^{k} A_{\varkappa i}\dot{q}_i = 0 \quad (\varkappa = 1, 2, \ldots, k), \qquad (4)$$

Л. у. 2-го рода принимают вид

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial T}{\partial \dot{q}_i}\right) - \frac{\partial T}{\partial q_i} = Q_i + \sum_{\varkappa=1}^{k} \mu_\varkappa A_{\varkappa i} \quad (i = 1, 2, \ldots, s). \qquad (5)$$

Ур-ния (5) совместно с (4) дают возможность определить s неизвестных координат q_i и k наперёд неизвестных множителей $\mu_\varkappa$ как ф-ций времени.

В физике особое значение имеет та форма Л. у., к-рую они принимают в случае голономной системы, находящейся под действием одних только потенц. сил (см. *Консервативная система*). Если ввести ф-цию Лагранжа (лагранжиан) L, равную в этом случае разности между кинетической T и потенциальной Π энергиями системы:

$$L(q_i, \dot{q}_i, t) = T(q_i, \dot{q}_i, t) - \Pi(q_i),$$

то, т. к. для потенц. сил $Q_i = -\partial\Pi/\partial q_i$, равенства (3) примут вид

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i}\right) - \frac{\partial L}{\partial q_i} = 0. \qquad (6)$$

Ур-ния в форме (6) обычно и наз. в физике ур-ниями Лагранжа. Преимущество этих ур-ний состоит в том, что они позволяют изучить движение механич. системы, зная для неё одну только ф-цию L, полностью характеризующую систему. Такая форма ур-ний имеет место не только для консервативных систем. Если обобщённые силы можно представить через нек-рый «обобщённый потенциал» $U(q_i, \dot{q}_i)$ в виде

$$Q_i = \frac{\partial U}{\partial q_i} - \frac{d}{dt}\left(\frac{\partial U}{\partial \dot{q}_i}\right),$$

то ур-ния (3) представляются тоже в виде (6), где $L = T + U$. Напр., для заряж. частицы массы m с зарядом q, движущейся в эл.-магн. поле, к-рое характеризуется векторным $\boldsymbol{A}$ и скалярным φ потенциалами, существует «обобщённый потенциал»

$$U = \frac{q}{c}\boldsymbol{A}\boldsymbol{v} - q\varphi \quad \text{и} \quad L = \frac{mv^2}{2} - q\varphi + \frac{q}{c}\boldsymbol{A}\boldsymbol{v},$$

где $\boldsymbol{v}$ — скорость частицы, c — скорость света.

Область приложения ур-ний (6) оказывается ещё более широкой благодаря их связи с *наименьшего действия принципом*. Согласно этому принципу, для истинного движения системы величина $S = \int_{t_1}^{t_2} L dt$, наз. *действием*, имеет экстремум, условие существования к-рого состоит в том, что ф-ция L должна удовлетворять ур-ниям Эйлера, совпадающим с ур-ниями (6). Отсюда следует, что ур-ния вида (6) справедливы для любой физ. системы (непрерывная среда, гравитац. или эл.-магн. поле и др.), к-рая характеризуется соответствующей ф-цией Лагранжа и подчиняется вариационному принципу, аналогичному принципу наим. действия.

Для среды или поля, представляющих собой систему с бесконечным числом степеней свободы, роль обобщённых координат q_i играют такие величины, как смещение частицы, плотность, потенциал и т. п., зависящие в общем случае от координат x, y, z точек среды (поля) и от времени; поэтому для такой среды (поля) $q = q(x, y, z, t)$. Характеристикой системы в этих случаях служит удельная (отнесённая к единице объёма) ф-ция Лагранжа, или *лагранжиан*

$$L_0\left(q_i, \frac{\partial q_i}{\partial t}, \frac{\partial q_i}{\partial x}, \frac{\partial q_i}{\partial y}, \frac{\partial q_i}{\partial z}, x, y, z, t\right),$$

и Л. у. для среды (поля) принимают вид

$$\frac{\partial}{\partial t}\left[\frac{\partial L_0}{\partial\left(\frac{\partial q_i}{\partial t}\right)}\right] + \frac{\partial}{\partial x}\left[\frac{\partial L_0}{\partial\left(\frac{\partial q_i}{\partial x}\right)}\right] + \frac{\partial}{\partial y}\left[\frac{\partial L_0}{\partial\left(\frac{\partial q_i}{\partial y}\right)}\right] + \frac{\partial}{\partial z}\left[\frac{\partial L_0}{\partial\left(\frac{\partial q_i}{\partial z}\right)}\right] - \frac{\partial L_0}{\partial q_i} = 0. \qquad (7)$$

Ур-ния (7), в отличие от (3) или (6), представляют собой систему ур-ний в частных производных; число их равно числу величин q_i.

Примером приложения ур-ний (7) к упруго деформируемой среде может служить задача о продольных вдоль оси x колебаниях призматич. стержня. В этом случае имеется одна обобщённая координата $q_1 = u(x, t)$, где u — продольное смещение частиц стержня, и ф-ция L_0, составляемая как разность удельных кинетической и потенциальной энергий, имеет вид

$$L_0 = \frac{1}{2}\left[\rho\left(\frac{\partial u}{\partial t}\right)^2 - E\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2\right],$$

где ρ — плотность среды, E — модуль упругости при растяжении. Подстановка этого значения L_0 в (7) даёт ур-ние продольных упругих колебаний:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - \frac{E}{\rho}\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = 0.$$

Др. примером может служить эл.-магн. поле в вакууме, для к-рого в качестве четырёх обобщённых координат можно принять компоненты A_x, A_y, A_z векторного потенциала $\boldsymbol{A}$ и скалярный потенциал φ. В этом случае

$$L_0 = \frac{E^2 - B^2}{8\pi} - \rho\varphi + \frac{1}{c}\boldsymbol{j}\boldsymbol{A},$$

где E — напряжённость электрич. поля, B — магн. индукция, $\boldsymbol{j}$ — плотность тока, ρ — уд. заряд. При этом значении L_0 равенства (7) дают ур-ния Максвелла.

Л. у. в виде (6) сохраняют смысл и при движениях со скоростями, сравнимыми со скоростью света, но при этом в выражение ф-ции L вместо кинетич. энергии частицы входит величина $-mc^2\sqrt{1 - v^2/c^2}$. См. также *Лагранжев формализм*.

Лит.: 1) Лагранж Ж., Аналитическая механика, пер. с франц., 2 изд., т. 1—2, М.— Л., 1950; 2) Жуковский Н. Е., Теоретическая механика, 2 изд., М.— Л., 1952; 3) Суслов Г. К., Теоретическая механика, 3 изд., М.— Л., 1946; 4) Лойцянский Л. Г., Лурье А. И., Курс теоретической механики, 6 изд., т. 2, М., 1983; 5) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Механика, 4 изд., М., 1988, гл. 1; 6) Голдстейн Г., Классическая механика, пер. с англ., 2 изд., М., 1975, гл. 1, 2, 11.

С. М. Targ.

ЛАГРА́НЖА ФУ́НКЦИЯ (кинетический потенциал) — характеристич. функция $L(q_i, \dot{q}_i, t)$ механич. системы, выраженная через обобщённые координаты q_i, обобщённые скорости $\dot{q}_i$ и время t. В простейшем случае *консервативной системы* Л. ф. равна разности между кинетической T и потенциальной Π энергиями системы, выраженными через q_i и $\dot{q}_i$, т. е. $L = T(q_i, \dot{q}_i, t) - \Pi(q_i)$. Зная Л. ф., можно с помощью *наименьшего действия принципа* составить дифференциальные ур-ния движения механич. системы. Понятие о Л. ф. распространяется и на др. физ. системы (см. *Лагранжиан*, *Лагранжа уравнения* механики 2-го рода, *Лагранжев формализм*).

ЛАГРА́НЖА — ДИРИХЛЕ́ ТЕОРЕ́МА — устанавливает достаточное условие устойчивости равновесия консервативной механич. системы. Согласно Л.— Д. т., консервативная механич. система находится в положении устойчивого равновесия, если потенц. энергия системы в этом положении имеет строгий минимум. В частности, из Л.— Д. т. следует, что положение равновесия механич. системы в однородном поле тяжести будет устойчивым, когда центр тяжести системы занимает наинизшее положение.

ЛАГРА́НЖЕВ ФОРМАЛИ́ЗМ — основанная на вариационном принципе формулировка механики и теории поля, в к-рой состояние системы задаётся обобщёнными координатами q_i и их производными по времени — обобщёнными скоростями $\dot{q}_i$ (см. *Вариационные принципы механики*). Исходным для Л. ф. являются фундам. понятия *действия* S и его полной производной по времени, взятой вдоль траектории системы,— *Лагранжа функции* $L(t)$; при этом $S = \int_{t_1}^{t_2} L(t)\, dt$. Для механич. системы с конечным числом степеней свободы (напр., для системы материальных точек) обычно принимают, что ф-ция Лагранжа зависит от q_i и $\dot{q}_i$:

$$L(t) = L[q(t), \dot{q}(t), t]$$

(где q, $\dot{q}$ — совокупность q, $\dot{q}$). Существуют и обобщения Л. ф. на случаи, когда L зависит от высших производных q_i. Для систем с бесконечным числом степеней свободы — физ. полей — роль обобщённых координат играют значения компонент поля $\varphi^a(x)$ во всех пространств. точках x. Зависимость L от всех $\varphi^a(x)$ означает, что L является функционалом. Для физики наиб. интересны локальные функционалы, для к-рых вторая вариац. производная $\delta^2 L/\delta\varphi^a(x)\delta\varphi^b(x')$ отлична от нуля лишь при $x = x'$. Тогда ф-ция Лагранжа может быть представлена в виде $L(t) = \int \mathscr{L}(x, t)\, dx$,

а действие — в виде $S=\int \mathscr{L}(\boldsymbol{x}, t)d\boldsymbol{x}\,dt$, где плотность ф-ции Лагранжа $\mathscr{L}$, называемая *лагранжианом*, зависит от полей (и, как правило, от их первых производных), взятых в одной и той же точке пространства-времени $\boldsymbol{x}$, t. [Иногда термин «лагранжиан» используют и для самой ф-ции Лагранжа $L(t)$, а $\mathscr{L}$ наз. плотностью лагранжиана.]

В релятивистской теории и действие S, и лагранжиан $\mathscr{L}$ являются скалярами относительно преобразований *Пуанкаре группы*. В четырёхмерных обозначениях переменные $(t, \boldsymbol{x})=\{x_\mu\}=x$ ($\mu=0, 1, 2, 3$) входят равноправно, и действие записывается как локальный функционал полей и их первых производных, заданных на нек-рой 4-области Ω:

$$S=\int\limits_\Omega \mathscr{L}(x)\,dx,\quad \mathscr{L}(x)=\mathscr{L}(\varphi^a(x),\ \partial_\mu\varphi^a(x),\ x)$$

(принято сокращение $\partial_\mu=\partial/\partial x_\mu$).

В механике и теории поля постулируется фундаментальный *наименьшего действия принцип*, утверждающий, что для реальных движений системы функционал S принимает экстрем. значение, т. е. его вариации $\delta S=0$. Ур-ния движения получаются из него по правилам вариац. исчисления как условия экстремума; они наз. *Эйлера — Лагранжа уравнениями* и имеют вид

$$\partial\mathscr{L}/\partial\varphi^a-d_\mu[\partial\mathscr{L}/\partial(\partial_\mu\varphi^a)]=0,$$

где $d_\mu\equiv d/dx_\mu$ — «полная частная производная», учитывающая зависимость $\mathscr{L}$ от x как явную, так и через поля $\varphi^a(x)$, по повторяющемуся индексу μ предполагается суммирование. Т. о., задание формы лагранжиана полностью определяет ур-ния движения. [Для систем со связями $\chi_j(\varphi^a, \partial_\mu\varphi^a, x)=0$ вариац. принцип применяется к модифициров. лагранжиану $\mathscr{L}'(x)=\mathscr{L}(x)+\sum\limits_j\chi_j\lambda_j(x)$, причём множители Лагранжа $\lambda_j(x)$ находятся интегрированием соответственно модифициров. ур-ний Эйлера — Лагранжа.]

При наличии в теории симметрии Л. ф. позволяет, помимо ур-ний движения, найти соответствующие *сохранения законы* с помощью *Нётер теоремы*. В силу этой теоремы из инвариантности действия относительно каждой однопараметрич. группы преобразований симметрии следует сохранение одной явно строящейся ф-ции координат и скоростей $F(q, \dot{q}, t)$. В релятивистской теории аналогом момента времени t служит пространственноподобная поверхность σ, а аналогом сохранения во времени, $dF/dt=0$, является независимость от σ соответствующего функционала σ, полей и их производных:

$$F[\sigma;\ \varphi^a,\ \partial_\mu\varphi^a]=\int\limits_\sigma d\sigma_\nu F_\nu(\varphi^a(x),\ \partial_\nu\varphi^a(x),\ x):$$

$$\delta F[\sigma;\ \varphi^a,\ \partial_\mu\varphi^a]/\delta\sigma=0.$$

Иными словами, каждой сохраняющейся величине F отвечает локальный четырёхмерный «ток» $F_\nu(x)$, удовлетворяющий дифференц. закону сохранения $\partial_\nu F_\nu(x)=0$.

В частности, всякое релятивистское описание должно быть инвариантно относительно трансляций и вращений в 4-пространстве (образующих 10-параметрич. группу Пуанкаре). Инвариантность S относительно преобразований группы Пуанкаре приводит к сохранению четырёх компонент энергии-импульса P_μ и шести компонент момента $M_{\mu\varkappa}=-M_{\varkappa\mu}$. Если взять поверхность σ в виде $x_0=t$, то они выражаются ф-лами

$$P_\mu=\int dx\ T_{\mu 0}(x),\quad M_{\mu\varkappa}=\int dx\ M_{\mu\varkappa,0}$$

через свои «токи» — тензоры энергии-импульса $T_{\mu\nu}$ и момента $M_{\mu\varkappa,\nu}$, удовлетворяющие дифференциальным законам сохранения $\partial_\nu T_{\mu\nu}=0$ и $\partial_\nu M_{\mu\varkappa,\nu}=0$. Эти тензоры находятся по заданному $\mathscr{L}$ по формулам

$$T_{\mu\nu}=(\partial\mathscr{L}/\partial(\partial_\mu\varphi^a))\,\partial_\nu\varphi^a-g_{\mu\nu}\mathscr{L},$$

$$M_{\mu\varkappa,\nu}=x_\mu T_{\nu\varkappa}-x_\varkappa T_{\nu\mu}+(\partial\mathscr{L}/\partial(\partial_\nu\varphi^a))\,s^{ab}_{\mu\varkappa}\varphi^b,$$

где матрица s^{ab} описывает изменение многокомпонентного поля φ^a при бесконечно малом преобразовании Лоренца с параметром $\omega_{\mu\varkappa}$, $\delta\varphi^a=\frac{1}{2}s^{ab}_{\mu\varkappa}\varphi^b\omega_{\mu\varkappa}$. Если в теории имеются и др. группы симметрии, т. е. действие инвариантно относительно преобразований из этих групп, теорема Нётер даёт дополнит. сохраняющиеся величины (напр., заряды; см. *Квантовая теория поля*). В *гамильтоновом формализме* выясняется, что сохраняющиеся величины являются генераторами соответствующих преобразований симметрии. (Отметим, что в теориях, содержащих *динамические симметрии*, возникают дополнит. законы сохранения, к-рые не могут быть получены из теоремы Нётер.)

Т. о., лагранжиан полностью определяет теорию: Л. ф. даёт ур-ния движения и сохраняющиеся динамич. величины. Напротив, по заданной теории лагранжиан восстанавливается неоднозначно, напр. к нему всегда можно добавить 4-дивергенцию любой ф-ции, что не сказывается ни на ур-ниях движения, ни на сохраняющихся величинах.

Л. ф. играет важную эвристич. роль при построении матем. описания новой области явлений. Действительно, в соответствии с требованиями инвариантности относительно преобразований из группы Пуанкаре и др. групп симметрии $\mathscr{L}$ может зависеть только от инвариантных комбинаций полей, к-рые нетрудно перечислить. Если по соображениям простоты оставить в $\mathscr{L}$ инварианты миним. степени по полям, получающиеся из Л. ф. ур-ния движения часто оказываются линейными. В этом случае они наз. уравнениями свободного поля. Так, для векторного поля с абелевой калибровочной группой (напр., эл.-маги. поля) все возможные лагранжианы эквивалентны выражению $-\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F_{\mu\nu}$, где тензор поля $F_{\nu\mu}=\partial_\mu A_\nu-\partial_\nu A_\mu$, A_μ — 4-потенциал, а ур-ния свободного поля имеют вид $\partial_\mu F_{\mu\nu}=0$. В случае более сложной симметрии, напр. с неабелевой калибровочной группой, тензор поля

$$F^a_{\mu\nu}=\partial_\mu A^a_\nu-\partial_\nu A^a_\mu-t^{abc}A^b_\mu A^c_\nu$$

(где t^{abc} — структурные константы группы), а простейший лагранжиан $\mathscr{L}=-\frac{1}{4}F^a_{\mu\nu}F^a_{\mu\nu}$. Уже простейшие нетривиальные ур-ния оказываются нелинейными по полю: $\nabla^{ab}_\mu F^b_{\mu\nu}=0$, где $\nabla^{ab}_\mu=\delta^{ab}\partial_\mu-t^{abc}A^c_\mu$ — *ковариантная производная* для данной калибровочной группы.

Квантовая теория поля заимствует у классической весь Л. ф. с той лишь разницей, что полевые ф-ции являются теперь не c-числами, а, вообще говоря, некоммутирующими операторами. Поэтому операция варьирования, применяемая для вывода ур-ний движения и получения динамич. величин, требует доопределения [5, 6]; в ряде случаев (напр., в квантовой электродинамике) оно сводится к той или иной симметризации операторов.

Фундам. роль Л. ф. была вскрыта в лагранжевой форме квантовой динамики [Р. Фейнман (R. Feynman), 1948] — третьем, наряду с традиционными прёдингеровым и гейзенберговым, способе её построения. На этом пути отщепление квантовой теории от классической связано с разными законами композиции вероятностей перехода между последоват. состояниями a, b, c, . . . динамич. системы. В то время как в классич. теории для вероятностей P имеет место интуитивно очевидный мультипликативный закон композиции $P_{ac}=\sum\limits_b P_{ab}P_{bc}$ (здесь «суммирование» производится

по всем промежуточным конфигурациям b), в квантовой теории ему подчиняются не сами вероятности, а амплитуды A (такие, что $P_{ab}=|A_{ab}|^2$): $A_{ac}=\sum_b A_{ab}A_{bc}$. Матем. оформление этого утверждения эквивалентно введению *функционального интеграла* по значениям обобщённых координат в момент времени t на всех возможных траекториях системы. Все результаты обычной квантовой динамики получаются тогда из постулата, что фаза амплитуды есть классич. действие, измеренное в единицах $\hbar$: $A_{ab}=\exp(iS_{ab}/\hbar)$.

Фейнмановский функциональный (континуальный) интеграл широко используется также в квантовой теории поля.

В квазиклассич. приближении, когда фазы $S/\hbar$ велики, осн. вклад в континуальный интеграл даёт область, где фаза стационарна, т. е. $\delta S=0$ при вариации траекторий. Т. о., принцип наим. действия для классич. траекторий оказывается следствием квантовой динамики.

Лит.: 1) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Механика, 4 изд., М., 1988; их же, Теория поля, 7 изд., М., 1988; 2) Арнольд В. И., Математические методы классической механики, 2 изд., М., 1979; 3) Медведев Б. В., Начала теоретической физики, М., 1977; 4) Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Введение в теорию квантованных полей, 4 изд., М., 1984; 5) Березин Ф. А., Метод вторичного квантования, 2 изд., М., 1986; 6) Славнов А. А., Фаддеев Л. Д., Введение в квантовую теорию калибровочных полей, 2 изд., М., 1988. *Б. В. Медведев, В. П. Павлов.*

ЛАГРАНЖИА́Н ($\mathscr{L}$) — плотность *Лагранжа функции* $L(t)$, $L(t)=\int d\boldsymbol{x}\mathscr{L}(t,\boldsymbol{x})$; играет фундам. роль в *лагранжевом формализме* для полевой системы. Задание Л. полностью определяет ур-ния движения и сохраняющиеся динамич. величины. Л. является *функционалом* полей, и вид этого функционала в значит. мере фиксируется физ. требованиями локальности, *релятивистской инвариантности*, инвариантности относительно групп *внутренних симметрий*. Благодаря локальности функционал сводится к ф-ции полей $\varphi^a(x)$ и (обычно) их первых производных, взятых в одной и той же пространственно-временной точке $x=(t,\boldsymbol{x})$. Строго говоря, требования инвариантности налагаются не на сам Л., а на *действие* $S=\int_\Omega \mathscr{L}(x)dx$. В зависимости же S от $\mathscr{L}$ имеется произвол: добавление к $\mathscr{L}$ полной производной любой ф-ции $f(x)$, обращающейся в 0 на границе области интегрирования Ω, не меняет S, а также ур-ний движения и выражений для сохраняющихся динамич. величин. В релятивистской теории S и (с точностью до этого произвола) $\mathscr{L}$ являются скалярами относительно преобразований *Пуанкаре группы*. В теории *тяготения* Л. есть скалярная плотность. В случае внутр. симметрий требования инвариантности не так универсальны: выбор группы симметрии по существу фиксирует модель, описывающую определ. круг физ. явлений. Напр., группой внутр. симметрии, скаляром относительно к-рой должны быть действие и Л., для *электродинамики* является $U(1)$, для теории *электрослабого взаимодействия* — $SU(2)\otimes U(1)$, для *квантовой хромодинамики* — $SU(3)$. На языке теории групп в качестве Л. можно взять любую ф-цию *Казимира операторов* соответствующей группы. Далее выбор Л. определяется соображениями простоты: чтобы ур-ния движения были дифференциальными не выше 2-го порядка, суммарная степень производных в отд. слагаемых в Л. не должна превышать 2. В реальных ситуациях этих принципов отбора всё же не хватает для однозначного выбора Л. В общем случае Л. оказывается полиномом по полям и их производным. Билинейная по ним часть в Л. (кинетические плюс массовые члены) наз. свободным Л., а остальные члены образуют Л. взаимодействия.

В *квантовой теории поля* Л. становится оператором, и его выражение через операторы полей требует доопределения (см. *Нормальное произведение*). Л. взаимодействия участвует в построении *матрицы рассеяния*; *перенормировка* добавляет к нему *контрчлены*. Взаимодействие с внеш. классич. током $j_a(x)$ описывается добавлением к Л. члена $\sum_a j_a(x)\varphi^a(x)$.

Принципиальное для квантовой теории поля требование *перенормируемости* налагает новые жёсткие ограничения на вид Л.; в большинстве реальных моделей остающаяся свобода сводится к выбору небольшого числа констант (масс и констант взаимодействия).

Лит. см. при ст. *Лагранжев формализм.* *В. П. Павлов.*

ЛАГРАНЖИА́Н ЭФФЕКТИ́ВНЫЙ в квантовой теории поля — лагранжиан, в к-ром учтено в огранич. области энергий взаимодействие лишь части из полного числа степеней свободы, содержащихся в исходном фундам. лагранжиане квантовой теории поля (КТП). При этом «лишние» степени свободы, содержащиеся в фундам. лагранжиане, либо вообще не возбуждаются и могут не учитываться при построении Л. э., либо, через вакуумные флуктуации, определяют вид взаимодействия полей в Л. э. Практически любой из известных лагранжианов может рассматриваться как эффективный с точки зрения более глубокой теории. Поэтому Л. э. является одним из важнейших понятий КТП.

Процедура построения Л. э. состоит в исключении лишних степеней свободы из исходного лагранжиана. Исключение может производиться разными способами, напр. с помощью интегрирования по этим степеням свободы в *функциональном интеграле* (что соответствует суммированию по их вакуумным флуктуациям) или с помощью техники *операторного разложения*. В адронной физике, где явное исключение лишних степеней свободы, как правило, оказывается невозможным, методика построения Л. э. основывается на использовании принципов симметрии.

Л. э. применяется для вычислений в низкоэнергетич. адронной физике, при описании слабого взаимодействия, в сочетании с операторным разложением он находит широкое распространение в *квантовой хромодинамике* (КХД). В практич. вычислениях последовательно использовать Л. э. можно только в 1-м порядке теории возмущений. Это, в частности, связано с тем, что при учёте входящих в Л. э. взаимодействий в высших порядках приходится учитывать (в промежуточных состояниях) возбуждение тех степеней свободы (напр., компонент полей с большими импульсами), к-рых нет в первоначальном Л. э. Т. о., учёт высших приближений, как правило, приводит к выходу за рамки применимости первоначального Л. э. Исключение составляют перенормируемые Л. э. (см. *Перенормированная теория возмущений*), итерация к-рых при описании низкоэнергетич. процессов является непротиворечивой. Все известные реалистич. лагранжианы (лагранжианы КХД и *электрослабого взаимодействия*) являются перенормируемыми Л. э. с точки зрения более глубокой КТП (напр., с точки зрения моделей *великого объединения*).

Исторически первым примером Л. э., непосредственно полученного из исходного фундам. лагранжиана, явился Гейзенберга — Эйлера лагранжиан (ГЭЛ), описывающий нелинейное взаимодействие низкоэнергетич. компонент эл.-магн. поля, возникающее за счёт суммирования по вакуумным флуктуациям электрон-позитронного поля в лагранжиане *квантовой электродинамики*. Характерной величиной напряжённости поля в ГЭЛ является $F_0=m^2c^3/e\hbar$, где e и m — заряд и масса электрона ($e^2/\hbar c=\alpha\approx 1/137$). В полях такой напряжённости заряд e на расстоянии комптоновской длины электрона, $r\sim\lambda_C=\hbar/mc$, приобретает энергию $\sim mc^2$. ГЭЛ получен для медленно меняющихся полей с характерными частотами $\omega\ll mc^2/\hbar$, поэтому он является ф-цией только отношений E/F_0 и

H/F_0 и не содержит производных от напряжённостей электрического (E) и магнитного (H) полей. Общее выражение для ГЭЛ достаточно громоздко. В предельном случае слабых полей ($E \sim H \ll F_0$) плотность ГЭЛ имеет вид

$$\mathscr{L} = \frac{1}{2}(E^2 - H^2) + \frac{\alpha}{90\pi F_0^2}[(E^2 - H^2)^2 + 7(EH)^2] + \dots$$

Для сильных полей ($E \sim H \gg F_0$)

$$\mathscr{L} = -\frac{1}{3}\alpha(E^2 - H^2)\ln\frac{|E^2 - H^2|}{F_0^2}.$$

ГЭЛ получен В. Гейзенбергом и Г. Эйлером в 1936 [1]. В 1948 Ю. Швингер разработал эффективный общий метод вывода лагранжианов типа ГЭЛ с использованием т. н. формализма собственного времени [2].

Набор полей, входящих в Л. э., может и не совпадать с полями в исходном фундам. лагранжиане, а описывать, напр., связанные состояния исходных полей в огранич. интервале импульсов. Такая ситуация осуществляется, в частности, в киральном лагранжиане (см. *Киральная симметрия*), к-рый описывает низкоэнергетич. взаимодействие π-мезонов с нуклонами [3], а также в Л. э., являющимся феноменологич. реализацией нарушенной $U(1)$-симметрии мезонных взаимодействий в КХД [4].

Лит.: 1) Heisenberg W., Euler H., Folgerungen aus der Diracschen Theorie des Positrons, «Z. Phys.», 1936, Bd 98, S. 714; 2) Schwinger J., On gauge invariance and vacuum polarization, «Phys. Rev.», 1951, v. 82, p. 664; 3) Weinberg S., Nonlinear realizations of Chiral-Symmetry, «Phys. Rev.», 1968, v. 166, p. 1568; 4) Arnowitt R., Nath P., Effective Lagrangians with U (1) axial anomaly, «Nucl. Phys.», 1982, v. B 209, p. 234.

М. В. Терентьев.

ЛАЗЕР (оптический квантовый генератор, аббревиатура слов англ. фразы: Light Ampflication by Stimulated Emission of Radiation, что означает «усиление света вынужденным излучением») — устройство, преобразующее разл. виды энергии (электрич., световую, хим., тепловую и т. д.) в энергию когерентного эл.-магн. излучения оптич. диапазона. Устройство Л. зависит от его назначения, режима работы, диапазона генерируемых длин волн λ, уровня генерируемой мощности или энергии. Оно во многом определяется также тем, какой вид энергии преобразуется Л. в когерентное излучение. Тем не менее любой Л., работающий как генератор когерентного излучения, должен состоять из трёх элементов: устройства, поставляющего энергию для переработки её в когерентное излучение; активной среды, к-рая «вбирает» в себя эту энергию и переизлучает её в виде когерентного излучения; устройства, осуществляющего обратную связь. Обратная связь не обязательна, если Л. работает как усилитель когерентного излучения (см. ниже).

В основе работы Л. лежит процесс вынужденного испускания фотонов возбуждёнными квантовыми системами — атомами, молекулами, жидкостями и твёрдыми телами (см. *Квантовая электроника*).

В простейшей форме энергетич. схема Л. выглядит след. образом: выбирается атом (молекула, ион), среди энергетич. состояний к-рого есть 2 энергетич. уровня, между к-рыми возможен излучат. переход. Атом, находящийся в энергетич. состоянии $\mathscr{E}_2$, может уменьшить свою энергию и перейти в состояние $\mathscr{E}_1$, а избыток энергии $\mathscr{E}_2 - \mathscr{E}_1$ испустить в виде фотона, энергия к-рого $\hbar\omega_{21}$ и частота ω_{21} связаны с изменением энергетич. состояния атома соотношением $\hbar\omega_{21} \approx \mathscr{E}_2 - \mathscr{E}_1$ (рис. 1). Приближённый знак равенства указывает на то, что в реальной системе атомов, молекул, находящихся в газообразном, жидком или твёрдом состояниях, энергетич. уровни не строго дискретны, а занимают нек-рый интервал значений $\Delta\mathscr{E}_2$ и $\Delta\mathscr{E}_1$, и испускаемый фотон может иметь любую частоту в пределах этого интервала. Чем уже интервалы $\Delta\mathscr{E}_1$, $\Delta\mathscr{E}_2$, тем точнее фиксирована энергия испускаемого фотона.

Спонтанные и вынужденные переходы. Возбуждённый атом из состояния $\mathscr{E}_2$ может перейти в состояние $\mathscr{E}_1$ с испусканием фотона как самопроизвольно (спонтанное испускание), так и под действием эл.-магн. излучения (индуцированное, или вынужденное, испускание).

При спонтанном испускании частота фотона может быть произвольной в пределах контура спектральной линии (рис. 2). Произвольно также его направление распространения и фаза. Ширина контура $\Delta\omega$ определяется шириной энергетич. уровней

$$\hbar\Delta\omega = \Delta\mathscr{E}_2 + \Delta\mathscr{E}_1. \qquad (1)$$

Значение ординаты $S(\omega, \omega_{21})$ — относит. вероятность испускания фотона частоты ω. Она максимальна при $\omega = \omega_{21}$.

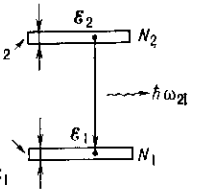


Рис. 1.

При вынужденном испускании испущенные фотоны полностью тождественны фотонам, воздействующим на систему атомов. Напр., если воздействующая эл.-магн. волна монохроматична, то индуцированно испускаемая волна будет тоже монохроматической, имеющей ту же частоту и те же направления распространения и поляризации. Вероятность индуцированного испускания пропорц. интенсивности воздействующей волны и зависит от её частоты. Вероятность индуцированного испускания максимальна, если частота ω воздействующей волны совпадает с ω_{21}. При отклонении ω от ω_{21} вероятность индуцированного испускания убывает по закону, описываемому ф-цией $S(\omega, \omega_{21})$.

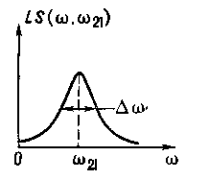


Рис. 2. Спектральная линия спонтанного излучения.

Если атом находится в состоянии $\mathscr{E}_1$, то под действием внеш. эл.-магн. волны может происходить резонансное поглощение фотонов, сопровождающееся переходом $\mathscr{E}_1 \to \mathscr{E}_2$. При индуцированном испускании энергия воздействующей волны увеличивается, а при резонансном поглощении уменьшается. Вероятность резонансного поглощения в точности равна вероятности индуцированного испускания. Поэтому будет ли преобладать в реальной системе атомов процесс вынужденного испускания или процесс резонансного поглощения, зависит от населённости энергетич. уровней N_1 и N_2. Преобладание вынужденного испускания над поглощением возможно лишь при выполнении условия

$$\frac{N_2}{g_2} - \frac{N_1}{g_1} > 0, \qquad (2)$$

где g_1, g_2 — статистич. веса состояний. В условиях термодинамич. равновесия $N_2/g_2 - N_1/g_1 < 0$ и преобладает поглощение. Условие (2), наз. *инверсией населённостей*, может быть достигнуто лишь в неравновесной системе путём подвода к ней энергии. Процесс создания инверсной населённости наз. накачкой, а подводимая энергия — энергией накачки.

Особенности вынужденного испускания позволяют генерировать когерентное излучение. Первоисточником является процесс спонтанного испускания, причём наиб. число фотонов будет испущено на резонансной частоте ω_{21}, далее вступает в действие индуцированный процесс. Т. к. число спонтанно испущенных фотонов больше на частоте ω_{21} и вероятность индуцированных переходов на этой частоте тоже имеет максимум, то постепенно фотоны на частоте ω_{21} будут доминировать над всеми остальными фотонами. Но для того, чтобы этот процесс развивался, необходима преемственность между поколениями фотонов, т. е. необходима обратная связь.

Обратная связь в Л. осуществляется при помощи оптич. резонатора. В простейшей форме он образован двумя зеркалами, между к-рыми помещается рабочее вещество. Излучаемая волна отражается от зеркал и

вновь возвращается в активное вещество, вызывая индуцированные переходы. Одно из зеркал делается полупрозрачным для выхода части излучения (рис. 3).

Др. геометрия расположения зеркал показана на рис. 4. Обратная связь осуществляется возвратом волны в активное вещество после последовательного отражения её от системы зеркал (наим. число зеркал 3). Волна в кольцевой системе может распространяться в

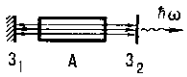


Рис. 3. Схематическое изображение лазера: $З_1$ — «глухое» зеркало; $З_2$ — полупрозрачное зеркало; A — активная среда; $\hbar\omega$ — условное изображение выходящего из лазера генерируемого излучения.

любом из двух возможных направлений. Возможна как генерация двух встречных волн, так и выделение волны определ. направления путём использования *невзаимного элемента* (напр., ячейки Фарадея). В системе из двух зеркал всегда генерируются 2 встречные волны.

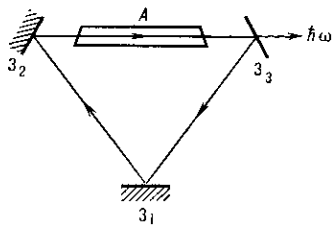


Рис. 4. Схема кольцевого лазера.

Ещё одной разновидностью обратной связи является т. н. распределённая обратная связь. Она возникает в активной среде, *оптическая плотность* к-рой периодически меняется в пространстве (рис. 5). Отражение возникает при переходе волны от одного участка к другому, отличающимся оптич. плотностью вещества. Коэф. отражения при каждом переходе невелик, но т. к. таких переходов много, общий коэф. отражения оказывается значительным.

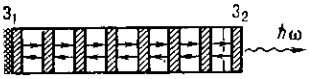


Рис. 5. Лазер с распределённой обратной связью.

Погонный коэффициент усиления. Т. к. в активное вещество возвращается не вся излучённая энергия, отвод энергии из Л. должен компенсироваться усилением в активном веществе. Поэтому для достижения генерации усиление должно превышать нек-рое пороговое значение. Если отражённая от зеркала $З_2$ волна имеет интенсивность I_0, то по мере распространения в активном веществе её интенсивность будет нарастать по закону $I=I_0e^{\varkappa_\omega z}$, где z — пройденное волной расстояние в активном веществе, а $\varkappa_\omega$ наз. п о г о н н ы м к о э ф. у с и л е н и я. У зеркала $З_1$ интенсивность волны достигает значения $I_0e^{\varkappa_\omega L}$. Пройдя путь L в обратном направлении, интенсивность увеличивается до значения $I_0e^{2\varkappa_\omega L}$. Отразившись от зеркала $З_2$ с коэф. отражения r, она окажется равной $rI_0e^{2\varkappa_\omega L}$. Только при $rI_0e^{\varkappa_\omega L}>I_0$ возможно постепенное нарастание эл.-магн. волны. Отсюда

$$\varkappa_\omega > \frac{1}{2L}\ln\frac{1}{r}. \qquad (3)$$

Коэф. усиления $\varkappa_\omega$ пропорц. числу активных частиц $\Delta N=N_2/g_2-N_1/g_1$:

$$\varkappa_\omega=\sigma_\omega\Delta N. \qquad (4)$$

Коэф. σ_ω — сечение вынужденного перехода — является характеристикой активной среды. Сечение σ_ω пропорц. вероятности индуцированного перехода. Следовательно, его зависимость от частоты ω определяется ф-цией $S(\omega, \omega_{12})$.

Условие самовозбуждения. Из (4) следует, что для возникновения генерации необходимо выполнение более сильного условия, чем (2):

$$\Delta N > \frac{\ln(1/r)}{2\sigma_\omega L}. \qquad (5)$$

Неравенство (5) является условием самовозбуждения Л. Если зеркало $З_1$ не является идеально отражающим, то в ф-лу (5) вместо $\ln(1/r)$ следует подставить $\ln(1/r_1r_2)$ (индекс коэф. отражения соответствует индексу зеркала). Если ввести коэф. возбуждения $\eta_\omega=2\sigma_\omega L\Delta N/\ln(1/r)$, то условие возбуждения принимает вид $\eta_\omega-1>0$.

После включения накачки, удовлетворяющей условию (5), генерируемая мощность начинает нарастать, но не беспредельно. Эл.-магн. поле в резонаторе может достичь такого значения, когда скорость индуцированных переходов $\mathcal{E}_2\to\mathcal{E}_1$ будет превосходить скорость заселения уровня $\mathcal{E}_2$ за счёт накачки. При этом ΔN и коэф. усиления с ростом интенсивности поля в резонаторе начинают уменьшаться (н а с ы щ а т ь с я). Для мн. активных сред зависимость $\varkappa_\omega$ от интенсивности I можно описать ф-лой

$$\varkappa_\omega=\frac{\sigma_0\Delta N_0}{(\omega-\omega_{21})^2/\Delta\omega_л^2+1+I/I_н}. \qquad (6)$$

Здесь ΔN_0 — число активных частиц в отсутствие генерации, σ_0 — сечение вынужденного перехода на резонансной частоте $\omega=\omega_{21}$. Величина $I_н$ (насыщающая интенсивность) является характеристикой вещества. Если I слабо зависит от z, то условие

$$\frac{\sigma_0\Delta N_0}{1+(\omega-\omega_{21})^2/\Delta\omega_л^2+I/I_н}=\frac{1}{2L}\ln\frac{1}{r} \qquad (7)$$

определяет интенсивность генерируемого излучения в резонаторе на частоте ω.

Насыщение коэф. усиления играет важную роль не только для установления стационарной интенсивности генерации. Оно важно и для формирования монохроматич. (когерентной) волны. Излучение на резонансной частоте доминирует в процессе развития генерации, излучение на др. частотах тоже развивается, хотя и в меньшей степени. По достижении же коэф. усиления стационарного значения, определяемого условием (7), излучение на др. частотах начинает затухать. Т. к. для резонансной частоты $\varkappa$ имеет макс. значение, то для любой др. частоты ω

$$\frac{\sigma_0\Delta N_0}{1+(\omega-\omega_{21})^2/\Delta\omega_л^2+I/I_н}<\frac{1}{2L}\ln\frac{1}{r}.$$

Отсюда следует, что Л. в конечном счёте должен генерировать строго монохроматич. излучение.

Роль флуктуаций. В приведённых рассуждениях не учитывались флуктуационные процессы — квантовые флуктуации эл.-магн. поля и дипольного момента атома, а также флуктуации мощности накачки, вибрации длины резонатора и т. д. Флуктуации ограничивают степень монохроматичности генерируемого излучения. Тем не менее монохроматичность лазерного излучения весьма высока. Предельная монохроматичность, обусловленная квантовыми флуктуациями, даётся соотношением

$$\delta\omega=\frac{\hbar\omega(\Delta\omega_р)^2}{P}\frac{N_2}{N_2-N_1g_2/g_1}, \qquad (8)$$

где $\delta\omega$ — ширина спектра; P — мощность излучения, генерируемого Л.; N_1, N_2 — числа частиц на верх. и ниж. уровнях в режиме генерации; $\Delta\omega_р$ — полоса пропускания резонатора (см. ниже).

Оптический резонатор. До сих пор зеркалам отводилась лишь роль отражателей, возвращающих часть излучения обратно в активную среду. Однако система зеркал обладает резонансными свойствами и поле в ней может возбуждаться только на определ. резонансных (собственных) частотах $\omega_р$ или вблизи них в малом интервале $\Delta\omega_р$, наз. полосой пропускания резонатора (подробнее см. в ст. *Оптический резонатор*). Если $\Delta\omega_р\gg\Delta\omega_д$, то всё вышесказанное справедливо, т. к.

резонансные свойства резонатора слабо выражены на фоне резонансных свойств спектральной линии. При этом частота генерируемого излучения $\omega_г$ будет близка к частоте перехода ω_{21}.

Если же $\Delta\omega_р \ll \Delta\omega_д$, то резонатор существенно влияет на частоту генерируемого излучения. Активное вещество обладает дисперсией показателя преломления. Поэтому фазовая скорость распространения волны c_λ между зеркалами зависит от её частоты (длины волны). Для стационарной генерации необходимо, чтобы при распространении (проходе) волны от одного зеркала до другого и обратно «набег» фазы составлял целое число (n) периодов: $2L\omega/c_\lambda = 2\pi n$. С др. стороны, из-за интерференции многократно отражённых волн между зеркалами должны устанавливаться колебания, при к-рых между зеркалами укладывается целое число (p) полуволн: $2L/\lambda = p$. В реальном резонаторе требуемая точность выполнения этого условия порядка $\Delta\omega_р$. Устанавливающаяся частота генерации $\omega_г$ должна быть такой, чтобы были выполнены оба соотношения. Теория даёт для $\omega_г$ соотношение

$$(\omega_г - \omega_{21})\,\Delta\omega_р = (\omega_р - \omega_г)\,\Delta\omega_д. \qquad (9)$$

Из (9) следует, что если ширина спектральной линии $\Delta\omega_д$ велика по сравнению с $\Delta\omega_р$, то $\omega_г \approx \omega_р$.

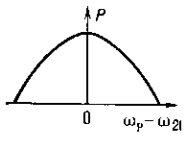


Рис. 6. Зависимость мощности генерации P от разности $\omega_р - \omega_{21}$.

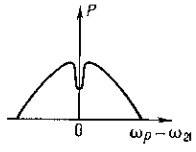


Рис. 7. Зависимость $P(\omega_р - \omega_{21})$ для двухзеркального лазера в случае, когда уширение спектральной линии обусловлено эффектом Доплера.

Наиб. благоприятные условия для генерации возникают, когда резонансная частота спектральной линии ω_{21} и собств. частота резонатора $\omega_р$ совпадают. В этом случае при заданной мощности накачки Л. излучает наиб. мощность. По мере отклонения $\omega_р$ от ω_{21} генерируемая мощность P будет уменьшаться и при достаточно большой расстройке $(\omega_р - \omega_{21})$ генерация может совсем исчезнуть (рис. 6).

Однако такая простая зависимость P от $\omega_р - \omega_{21}$ справедлива не всегда. Характер её определяется режимом работы Л. и механизмом уширения спектральной линии активного вещества. Для кольцевого Л., работающего на одной волне, бегущей в определ. направлении, зависимость P от $\omega_р - \omega_{21}$ всегда соответствует рис. 6. Для двухзеркального Л., если решающий вклад в ширину спектральной линии вносит эффект Доплера, $P(\omega_р - \omega_{21})$ имеет минимум при $\omega_р = \omega_{21}$, наз. провалом Лэмба (рис. 7). Частотная ширина провала определяется тем вкладом в ширину линии, к-рый вносят межатомные соударения и спонтанное излучение. Этот «провал» используется для стабилизации частоты Л. (см. *Оптические стандарты частоты*).

Режим работы лазеров. Накачка Л. может осуществляться как непрерывно, так и импульсно. При длительном (непрерывном) режиме вводимая в активную среду мощность накачки ограничена перегревом активной среды и связанными с ним явлениями. В режиме одиночных импульсов возможно введение в активную среду значительно большей энергии, чем за то же время в непрерывном режиме. Это обусловливает большую мощность одиночного импульса. Но и при непрерывной накачке возможны различные режимы работы Л., существенно зависящие от соотношения двух характерных времён: времени затухания эл.-магн. поля в резонаторе $\tau_р = (\Delta\omega_р{}^{-1})$ и времени τ_1 установления стационарного распределения частиц по рабочим энергетич. уровням под действием накачки, но в отсутствие эл.-магн. поля. Последнее зависит от времени жизни частиц на уровнях и от интенсивности накачки.

Если $\tau_р \ll \tau_1$, то Л. наряду с режимом непрерывной генерации может генерировать периодич. последовательность импульсов (рис. 8). Временной интервал между импульсами

$$\tau_с \approx \left(\frac{\tau_р \tau_1}{\eta_\omega - 1} \cdot \frac{P_{макс}}{P_{ст}}\right)^{1/2}, \qquad (10)$$

длительность импульса

$$\tau_и \approx \left(\frac{\tau_р \tau_1}{\eta_\omega - 1} \cdot \frac{P_{ст}}{P_{макс}}\right)^{1/2}. \qquad (11)$$

Здесь $P_{макс}$ — пиковая мощность импульса, $P_{ст}$ — ср. мощность генерации. По мере увеличения отношения $P_{макс}/P_{ст}$ длительность импульсов сокращается, а

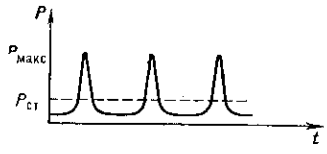


Рис. 8. Импульсный режим работы лазера; P — мощность генерируемого излучения.

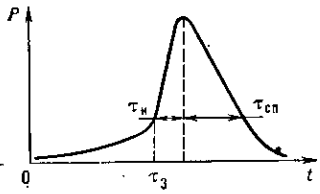


Рис. 9. Генерация гигантских импульсов.

расстояние между ними возрастает, так что ср. мощность остаётся постоянной, если не меняется мощность накачки.

«Раскачать» такие импульсы в Л. удаётся путём неглубокой модуляции коэф. отражения зеркал или мощности накачки. Глубина модуляции пропорц. $\tau_1/\tau_р$ и в ряде практически важных случаев порядка 10^{-2}—10^{-3}. Возможна даже «раскачка» пульсаций Л. за счёт флуктуаций мощности накачки и параметров, без внеш. принудительной модуляции. В Л. со сравнительно малым временем релаксации населённости уровней ($\tau_1 < \tau_р$) режимы глубоких пульсаций мощности не наблюдаются. Неглубокая модуляция параметров в таких Л. приводит и к неглубокой модуляции выходной мощности.

Л., «предрасположенными» к режимам пульсаций, являются рубиновый, неодимовый, YAG-лазер (см. *Твердотельный лазер*), газовый иодный лазер, CO_2-лазер (см. *Газоразрядные лазеры*), *полупроводниковые лазеры*. Модуляция параметров в них может приводить к возникновению и хаотич. пульсаций мощности, к-рым в *фазовом пространстве* соответствует сложный набор траекторий, наз. *странным аттрактором*.

Гигантские импульсы. В Л. на основе веществ, имеющих сравнительно большое время релаксации τ_1 возбуждённых частиц, можно осуществить генерацию короткого одиночного импульса достаточно большой энергии и большой мощности. Л. в режиме стационарной генерации не может излучать мощность, превышающую мощность накачки. Но если выбрать вещество с достаточно большим временем релаксации τ_1 и выключить обратную связь, то, располагая источником накачки сравнительно небольшой мощности, можно на верх. рабочем уровне накопить большое число N_2 возбуждённых частиц. Если после окончания процесса накопления быстро включить обратную связь, то за счёт большого числа возбуждённых частиц развивается мощный импульс лазерного излучения (рис. 9). При мгновенном включении обратной связи ($t=0$) имеется нек-рое время разгорания импульса $\tau_з$, за к-рым следует быстрое нарастание его за время $\tau_и$, а затем более медленный спад ($\tau_{сп}$). По порядку величины

$$\tau_з = \frac{\tau_р}{\eta_\omega - 1} \ln \frac{\Delta N_0 V}{2\theta}; \quad \tau_и = \frac{\tau_р}{\eta_\omega - 1}; \quad \tau_{сп} \simeq \tau_р. \qquad (12)$$

Здесь V — объём активного вещества. Если накачку производить в течение времени $\Delta\tau \approx \tau_1$, то выигрыш в средней за импульс мощности $\sim\tau_1/\tau_р$, а на переднем фронте этот выигрыш ещё больше. Напр., для Л. на основе стекла, активированного Nd, $\tau_и \sim 10^{-3}$ с, $\tau_р \sim 10^{-8}$ с, $\tau_1/\tau_р \sim 10^4$. Т. о., при мощности накачки в десятки кВт импульсная мощность генерируемого излучения может достигать сотен МВт (г и г а н т с к и е и м п у л ь с ы).

Для быстрого включения обратной связи используются *оптические затворы*, к-рые помещаются между активной средой и зеркалом резонатора (рис. 10) и в закрытом состоянии не пропускают излучение к зеркалу.

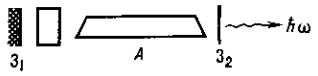


Рис. 10. Схема лазера с оптическим затвором.

Многомодовая и одномодовая генерации. Оптич. резонатор имеет набор собств. типов колебаний (мод) — продольных и поперечных. Собств. частоты продольных мод отделены друг от друга интервалом $\Delta\Omega = c/2L_{оп}$, где $L_{оп}$ — оптическая длина резонатора (с учётом показателя преломления активного вещества). Поперечные моды группируются около продольных, являясь своеобразными их сателлитами. В оптич. диапазоне обычно ширина спектральной линии спонтанного излучения активного вещества $\Delta\omega_л \gg \Delta\Omega$, так что в пределы спектральной линии попадает большое кол-во мод резонатора. В процессе развития генерации все генерируемые частоты должны были бы быть подавлены, кроме одной, ближайшей к резонансной частоте спектральной линии (см. выше). Однако это справедливо только в том случае, когда спектральная линия однородно уширена (см. *Ширина спектральной линии*) и если все моды в пространстве полностью перекрываются. В действительности каждая мода имеет своё пространств. распределение поля в резонаторе и полного перекрытия мод не происходит. Конкуренция между ними ослаблена, что приводит к многомодовой генерации. Неоднородно уширенная спектральная линия означает набор частиц с разл. частотой перехода. Для генерации определ. моды используется энергия лишь тех частиц, частоты к-рых достаточно близки к собств. частоте моды. Энергия удалённых по частоте частиц оказывается неиспользованной и может служить источником излучения, соответствующего моде с др. собств. частотой, и т. д.

Оказывается, что режим периодич. пульсации Л. может также стать причиной многомодовой генерации. Подавление более слабой моды более сильной происходит при достаточно большой интенсивности излучения, когда существенно начинает сказываться насыщение коэф. усиления. При импульсном режиме работы в промежутке между импульсами поле в резонаторе слабое, и в это время могут начать развиваться любые моды, для к-рых выполнено условие самовозбуждения (5). Затем они прекратят свой рост, будучи подавленными наиболее мощным импульсом, но в промежутке между импульсами начнут развиваться снова. В конечном счёте выходящее из Л. излучение будет состоять из набора относительно мощных импульсов излучения определ. моды (а значит, и частоты) и набора импульсов меньшей мощности, соответствующих др. модам (и др. частотам). Генерация лазерного излучения высокой монохроматичности требует спец. мер для подавления многомодовой генерации.

Ультракороткие импульсы. Многомодовая генерация может оказаться полезной для генерации мощных импульсов излучения очень короткой длительности. Известно, что совокупность N синусоидальных колебаний со строго фиксированной фазой, набор частот к-рых представляет собой арифметич. прогрессию, образует последовательность импульсов (рис. 11). Временной интервал между импульсами $\tau_с = (\Delta\Omega)^{-1}$, где $\Delta\Omega$ — разность между двумя соседними частотами; длительность импульса $\tau_и = (N\Delta\Omega)^{-1}$. Продольные моды резонатора как раз представляют собой колебания, собств. частоты к-рых эквидистантны и отделены друг от друга интервалом $\Delta\Omega = c/2L_{оп}$. В реальных системах этот интервал $\sim 10^8$—10^9 Гц. При $N \sim 10^3$ можно получить импульсы длительностью $\tau_и \sim 10^{-11}$—10^{-12} с (ультракороткие импульсы). Число генерируемых мод N определяется шириной спектральной линии $\Delta\omega_л$ и межмодовым частотным интервалом $\Delta\Omega$: $N = \Delta\omega_л/\Delta\Omega$, так что принципиально достижимая длительность импульсов

$$\tau_и = \frac{1}{N\,\Delta\Omega} = \frac{1}{\Delta\omega_л}. \qquad (13)$$

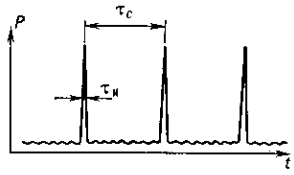


Рис. 11.

Поэтому для генерации ультракоротких импульсов применяются активные среды с большой шириной линии (стекло, активированное Nd, иттрий-алюминиевый гранат, красители, полупроводники).

В нормальном режиме генерации каждая мода представляет практически независимый генератор, фаза излучения к-рого по отношению к фазам волн, соответствующих др. модам, произвольна. В этом случае импульсная структура излучения (рис. 11) не возникает. Для генерации ультракоротких импульсов необходимо согласовать фазы отд. мод. Этого можно достичь, модулируя, напр., накачку Л. с частотой f, равной межмодовому интервалу: $2\pi f = \Delta\Omega$, или применяя Л. с насыщающимся фильтром. При надлежащем подборе фильтра и его положения в резонаторе можно получить гигантский импульс, состоящий из последовательности ультракоротких импульсов. С помощью оптич. затворов можно выделить одиночный ультракороткий импульс. Выделенный одиночный импульс может быть подвергнут дальнейшей компрессии во времени спец. методами. В результате удаётся получить импульсы фемтосекундной длительности. Один из таких методов — формирование в оптич. волокне *солитона* (см. *Солитонный лазер*).

Лазеры-усилители. Для решения ряда практич. задач требуется оптич. излучение большой мощности (энергии). Часто оказывается более удобным получить с помощью Л.-генератора сравнительно слабое излучение с заданными характеристиками, а затем усилить его с помощью Л.-усилителя.

Если требуется сохранить первоначальные свойства усиливаемой волны, то необходимо усиление в линейном режиме. В этом случае интенсивность I усиливаемого излучения должна быть заметно меньше насыщающей интенсивности $I_н$, так что $\varkappa_\omega$ не зависит от интенсивности.

В линейном режиме усиления для увеличения интенсивности волны используется малая доля энергии, запасённой в активной среде. Проблема линейного усиления обычно возникает при передаче и приёме сигнала, несущего информацию. В этом случае решающим фактором являются шумовые свойства усилителя, характеризующие его *шумовой температурой* $T_ш$. Принципиально неустранимым источником шумов являются квантовые флуктуации. Обусловленная ими шумовая темп-ра, отнесённая к входу усилителя, даётся ф-лой

$$T_ш = \frac{\hbar\omega}{k} \cdot \frac{N_2}{N_2 - N_1 g_2/g_1}. \qquad (14)$$

Усиление излучения большой мощности. При получении когерентного излучения большой мощности (энергии) нет проблемы сохранения нач. информации в усиливаемой волне, по возникает проблема макс. использования энергии, запасённой в активной среде усилителя. Это требует подачи на вход усилителя насыщающего излучения, при к-ром в энергию усили-

ваемой волны переходит существенная доля энергии, запасённой в усилителе. Количественная мера, определяющая насыщение, различна в зависимости от того, представляет ли собой усиливаемое излучение волновой цуг большой длительности или оно подаётся на вход усилителя в виде короткого импульса. Если длительность цуга больше времени релаксации населённости уровней τ_1, то для насыщения необходимо, чтобы интенсивность волны удовлетворяла соотношению

$$I > I_н = \frac{\hbar\omega}{\sigma_\omega \tau_1}. \qquad (15)$$

При $I \gg I_н$ распространение усиливаемой волны в активной среде сопровождается линейным по z (а не экспоненциальным) ростом её интенсивности:

$$I = I_0 + \hbar\omega \frac{\Delta N_0}{2\tau_1} z, \qquad (16)$$

где I_0 — интенсивность на входе усилителя, $\hbar\omega\Delta N_0/\tau_1$ — удельная мощность накачки. В этом случае усиливаемая волна забирает из усилителя максимально возможную мощность $\hbar\omega\Delta N_0/2\tau_1$.

В случае короткого импульса ($\tau_и < \tau_1$) условие насыщения не определяется интенсивностью импульса. Является ли импульс насыщающим или нет, зависит от величины энергии W, переносимой импульсом излучения через единицу поверхности за время его длительности. Условие насыщения имеет вид

$$W > W_н = \hbar\omega/\sigma_\omega. \qquad (17)$$

При $W \gg W_н$ прирост энергии происходит линейно с пройденным расстоянием z:

$$W = W_0 + \hbar\omega\,\Delta N_0 z/2 \qquad (18)$$

(W_0 — нач. энергия). Импульс при этом забирает с единицы длины активной среды половину энергии, запасённой в активной среде ($\hbar\omega\Delta N_0/2$).

Линейный рост интенсивности или энергии будет происходить лишь в том случае, если в среде отсутствуют линейные потери излучения, пропорц. интенсивности (потоку энергии) излучения и не насыщающиеся с ростом интенсивности (энергии) излучения. Это могут быть потери из-за рассеяния, вызванного неоднородностью активной среды, или из-за поглощения к.-л. примесью, или вследствие поглощения частицами самой активной среды за счёт переходов между нерабочими энергетич. уровнями, если значения насыщающей интенсивности $I_н$ или $W_н$ для этих уровней или для примеси заметно превышают их значения для рабочего перехода.

При наличии потерь в активной среде усиление будет происходить лишь в том случае, если

$$\sigma_\omega \Delta N_0 - \gamma > 0, \qquad (19)$$

где γ — коэф. линейных потерь. В практически важном случае $\sigma_\omega \Delta N_0 \gg \gamma$ зависимость интенсивности (потока энергии) усиливаемой волны от длины усилителя даётся соотношениями

$$I = I_0 + \hbar\omega \frac{\Delta N_0}{2\tau_1} \frac{1}{\gamma}\left(1 - e^{-\gamma z}\right),$$
$$W = W_0 + \hbar\omega \frac{\Delta N_0}{2} \frac{1}{\gamma}\left(1 - e^{-\gamma z}\right), \qquad (20)$$

к-рые переходят в соотношения (16) и (18), если $z \ll \gamma^{-1}$. При очень больших длинах усилителя интенсивность (поток энергии) усиливаемой волны достигает предельных значений:

$$I_{пр} = I_0 + \hbar\omega \frac{\Delta N_0}{2\tau_1 \gamma};$$
$$W_{пр} = W_0 + \hbar\omega \frac{\Delta N_0}{2} \cdot \frac{1}{\gamma}, \qquad (21)$$

Из (20) следует, что I или W становятся близкими к предельным, если $z \approx \gamma^{-1}$. Это соотношение определяет предельную длину усилителя, т. к. применение усилителей заметно большей длины приводит к неэффективному использованию запасённой в них энергии. Для получения большой общей мощности или энергии необходимо расширение апертуры усилителя и усиливаемого луча.

Расходимость лазерного луча. Для переноса энергии лазерным лучом на большие расстояния необходим луч малой расходимости. Расходимость определяется генерируемой модой резонатора и оптич. однородностью активной среды. Наим. углом расходимости обладает осн. продольная мода резонатора. Конкретное значение угла расходимости идеальной осн. моды не имеет принципиального значения: с помощью оптич. системы (линзы, зеркала) она может быть преобразована так, что её угол расходимости будет иметь минимально возможное значение, определяемое дифракцией на выходной апертуре оптич. системы. Наличие высших поперечных мод в лазерном пучке не позволяет достичь минимального, дифракционного, угла расходимости. Одним из наиб. эфф. способов устранения поперечных мод является применение в лазере т. н. *неустойчивого резонатора*, к-рый особенно эффективен в сочетании с активными средами, имеющими большой коэф. усиления.

Оптич. неоднородности в активной среде влияют на структуру волнового фронта волны и могут увеличить расходимость лазерного луча. Существенного уменьшения (или даже устранения) расходимости лазерного луча, обусловленной неоднородностью активной среды, можно достичь, используя метод *обращения волнового фронта*.

Теория лазера как системы, генерирующей эл.-магн. излучение, основывается на ур-ниях Максвелла. Активное вещество в ур-ниях Максвелла представлено токами намагниченности или поляризации, возбуждающими эл.-магн. поле. Как правило, при взаимодействии вещества с эл.-магн. полем доминирует определ. тип взаимодействия — электрический или магнитный. Поэтому вместо полной системы ур-ний Максвелла для описания Л. чаще всего используется волновое ур-ние для электрич. или магн. компоненты поля. Для электрич. компоненты $\boldsymbol{E}$ (электрич. взаимодействие встречается чаще) волновое ур-ние имеет вид

$$\frac{\partial^2 \boldsymbol{E}}{\partial t^2} + 2\delta \frac{\partial \boldsymbol{E}}{\partial t} - c^2 \nabla^2 \boldsymbol{E} = -4\pi \frac{\partial \boldsymbol{j}}{\partial t}. \qquad (22)$$

Здесь $\boldsymbol{j} = \partial \boldsymbol{\mathcal{P}}/\partial t$ — ток поляризации $\boldsymbol{\mathcal{P}}$ активного вещества; величина δ описывает т. н. ненасыщающиеся потери в активном веществе и элементах конструкции Л. Величина δ связана с коэф. поглощения γ соотношением $c\gamma = 2\delta$.

Ур-ние (22) не является замкнутым, если неизвестны ур-ния, описывающие состояние вещества (материальные ур-ния). Написать систему материальных ур-ний в общем случае трудно, т. к. каждое вещество достаточно индивидуально. Однако в случае резонансного взаимодействия излучения с веществом последнее можно описывать как квантовую систему, обладающую лишь двумя энергетич. состояниями. Реальная сложность спектра каждого конкретного вещества для мн. задач несущественна, т. к. 2 энергетич. состояния, находящиеся в резонансе с эл.-магн. полем, взаимодействуют с ним сильнее, чем все остальные энергетич. состояния. При описании активной среды как двухуровневой квантовой системы теряются нек-рые частности, связанные с конкретным веществом, но приобретается универсальность описания активных сред.

В приближении двух уровней поляризация активного вещества $\boldsymbol{\mathcal{P}}$ и число активных частиц ΔN подчиняются след. системе ур-ний:

$$\frac{\partial^2 \boldsymbol{\mathcal{P}}}{\partial t^2} + \frac{2}{\tau_2}\frac{\partial \boldsymbol{\mathcal{P}}}{\partial t} + \omega_{21}^2 \boldsymbol{\mathcal{P}} = -2\frac{\omega_{21}}{\hbar}\boldsymbol{\mu}(\boldsymbol{\mu}\boldsymbol{E})\Delta N, \qquad (23)$$

$$\frac{\partial \Delta N}{\partial t} + \frac{1}{\tau_1}\Delta N = Q + \frac{2}{\hbar\omega_{21}}\boldsymbol{E}\frac{\partial \boldsymbol{\mathcal{P}}}{\partial t}. \qquad (24)$$

Здесь $\boldsymbol{\mu}$ — электрич. дипольный момент элементарного квантового объекта активной среды: атома, молекулы в газовых средах или твёрдых растворах, экси-

тона или др. элементарного возбуждения в твёрдом теле и т. д.; τ_2 — характерное время релаксации поляризации, оно связано с шириной спектральной линии, соответствующей резонансному с полем переходу: $\tau_2 = 2(\Delta\omega_д)^{-1}$; τ_1 — время релаксации числа активных частиц, оно определяется конечным временем жизни частиц на верх. уровне, обусловленном спонтанным испусканием и релаксационными процессами, происходящими в активной среде. Оно может зависеть также и от скорости накачки Q, обеспечивающей инверсию населённости. Т. к. ΔN имеет размерность концентрации ($см^{-3}$), то $\hbar\omega_2 Q$ имеет размерность [Вт/см^3·с], если энергия фотона выражена в Дж.

Система ур-ний (22—23) является замкнутой и при надлежащих граничных условиях, накладываемых на поле, может описывать как развитие генерации и различные установившиеся режимы работы в Л.-генераторах, так и распространение эл.-магн. волн в Л.-усилителях. В этой системе ур-ний не учтены лишь флуктуации разл. величин, к-рые обычно считаются малыми. Однако в ряде случаев их учёт принципиален, напр. при расчёте предельной монохроматичности излучения Л. Для решения флуктуационных задач в правой части ур-ний (22—23) вводятся т. н. флуктуационные «силы», характер к-рых зависит от конкретного случайного процесса, влияние к-рого необходимо учесть.

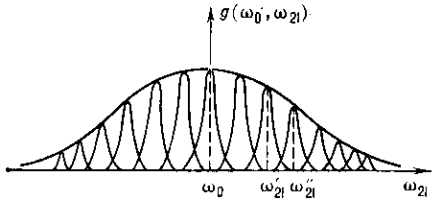


Рис. 12. Структура неоднородно-уширенных линий.

Структура спектральной линии часто оказывается более сложной, если каждый элементарный квантовый объект, напр. атом, имеет свою собств. резонансную частоту, несколько отличную от частот др. атомов. Один из наиб. характерных примеров — движущиеся атомы или молекулы в газе, частота к-рых, измеряемая в неподвижной системе координат, зависит от скорости их движения из-за эффекта Доплера и релятивистского изменения масштаба времени. Др. пример — уширение из-за неоднородности среды, окружающей излучающие атомы. Структура такого типа линий (неоднородно уширенных) представлена на рис. 12. В этом случае частота ω_{21} является перем. параметром. Расстояние между резонансными частотами отд. частиц обычно много меньше индивидуальной ширины линии уровня каждой частицы: $|\omega_{21}' - \omega_{21}''| < \Delta\omega_д$. Поэтому ω_{21} можно считать непрерывной переменной, а система ур-ний (22—23) легко обобщается на случай неоднородного уширения:

$$\frac{\partial^2 \boldsymbol{E}}{\partial t^2} + 2\delta\frac{\partial \boldsymbol{E}}{\partial t} - c^2\nabla^2\boldsymbol{E} = 4\pi\frac{\partial^2}{\partial t^2}\int \boldsymbol{\mathcal{P}}(\omega_{21})\, g(\omega_{21}, \omega_0)\, d\omega_{21};$$

$$\frac{\partial^2 \boldsymbol{\mathcal{P}}(\omega_{21})}{\partial t^2} + \frac{2}{\tau_2}\frac{\partial \boldsymbol{\mathcal{P}}(\omega_{21})}{\partial t} + \omega_{21}^2 \boldsymbol{\mathcal{P}}(\omega_{21}) = \quad (24)$$

$$= -\frac{2\omega_{21}}{\hbar}\mu(\mu\boldsymbol{E})\,\Delta N(\omega_{21});$$

$$\frac{\partial \Delta N(\omega_{21})}{\partial t} + \frac{1}{\tau_1}\Delta N(\omega_{21}) = Q(\omega_{21}) + \frac{2}{\hbar\omega_{21}}\boldsymbol{E}\frac{\partial \boldsymbol{\mathcal{P}}(\omega_{21})}{\partial t}.$$

Здесь величины $\boldsymbol{\mathcal{P}}(\omega_{21})$ и $\Delta N(\omega_{21})$, умноженные на ф-цию $g(\omega_0, \omega_{21})$, следует рассматривать как спектральные плотности поляризации и числа активных частиц. То же самое можно сказать и о накачке $Q(\omega_{21})$; $g(\omega_0, \omega_{21})$ — ф-ция распределения по частотам ω_{21}, чаще всего — нормальное распределение относительно переменной $\omega_0 - \omega_{21}$ (ω_0 — максимум распределения). Система (24) переходит в систему (22—23), если $g(\omega_0, \omega_{21}) = \delta(\omega_0 - \omega_{21})$. На основе последовательного анализа ур-ний (22—23) и (24) можно обосновать все закономерности работы Л., описанные в предыдущих разделах.

Классификация лазеров и их применения. Л. можно классифицировать по особенностям активной среды (твердотельные лазеры, газовые лазеры, лазеры на красителях) и по способу накачки (лазеры с оптич. накачкой, газоразрядные лазеры, хим. лазеры) и т. д. Но любая из таких классификаций не выглядит убедительной, т. к. в рамки одного и того же класса Л. попадают системы, совершенно не похожие по др. признакам. По совокупности признаков (среда, способ накачки, генерируемая мощность и др.) удобно выделить след. виды Л.

1) *Твердотельные лазеры* на люминесцирующих средах (Л. на стёклах, активированных Nd, YAG-лазеры, рубиновые лазеры); накачка оптическая. Применение: *лазерная спектроскопия*, *нелинейная оптика*, *лазерная технология* (сварка, закалка, упрочнение поверхности). *Лазерные стёкла* применяются в мощных установках для *лазерного термоядерного синтеза* (ЛТС).

2) Электроразрядные Л. низкого давления на благородных газах: He—Ne, He—Xe и др. Маломощные системы, излучение высокой монохроматичности и направленности. Применение: спектроскопия, стандарты частоты и длины, настройка оптич. систем, маркшейдерские работы.

3) *Полупроводниковые лазеры*: накачка инжекцией через гетеропереход (см. *Гетеролазер*), а также электронным пучком. Гетеролазеры миниатюрны, имеют большой кпд, могут работать в импульсном и непрерывном режимах. Применение: спектроскопия, оптич. стандарты частоты, оптич. линии связи, звуко- и видеосистемы. Л. с электронной накачкой перспективны для проекционного лазерного телевидения, оптич. обработки информации.

4) N_2—CO_2- и CO-лазеры высокого давления; способ возбуждения — поперечный разряд с предионизацией и несамостоятельный (электроионизационный) разряд. Практически достижимая мощность >10 кВт. Возможен импульсный режим работы. Применение: спектроскопия, *лазерная химия*, медицина, технология.

5) Ионный аргоновый Л.— лазер непрерывного действия, генерирующий зелёный луч; накачка — электрич. разряд. Достижимая мощность неск. десятков Вт. Применение: спектроскопия, нелинейная оптика, медицина.

6) *Эксимерные лазеры*. Рабочая среда — газовая смесь благородных газов с F_2, Cl_2, фторидами. Возбуждение сильноточным электронным пучком или поперечным разрядом. Импульсный режим работы. УФ-диапазон длин волн. Применение: спектроскопия, химия; рассматриваются проекты мощных систем для лазерного термоядерного синтеза.

7) *Лазеры на красителях*. Рабочая среда — жидкость (разрабатываются и газовые системы). Оптич. накачка (применяются как излучения др. типов Л., так и газоразрядных ламп). Осн. достоинство — большой диапазон плавной перестройки частоты генерируемого излучения.

8) *Химические лазеры*. Среда — смесь газов. Осн. источник энергии — хим. реакция между компонентами рабочей смеси. Возможны варианты Л. импульсного и непрерывного действия. Широкий спектр генерации в ближней ИК-области спектра; большие мощности непрерывного излучения и большие энергии в импульсе. Применение: спектроскопия, лазерная химия, системы контроля состава атмосферы. Рассматриваются проекты систем для ЛТС.

9) *Газодинамические лазеры* с тепловой накачкой. Осн. рабочая смесь: N_2+CO_2+He или $N_2+CO_2+H_2O$. Излучающая молекула — CO_2. Получена генерация на молекулах CO, CS, N_2O.

10) *Лазеры на свободных электронах* — система, с к-рой связываются перспективы дальнейшего раз-

вития Л. Однако систем, работающих в видимом диапазоне и имеющих практич. значение, пока нет.

11) *Гамма-лазеры* и лазеры рентг. диапазона широко обсуждаются в литературе. Есть первые успешные эксперименты по осуществлению *рентгеновских лазеров*.

12) Параметрич. лазеры основаны на нелинейном явлении распада одного фотона на 2 других, суммарная энергия к-рых равна энергии исходного фотона. В качестве накачки используется лазерное излучение. Осн. преимущество — возможность перестройки частоты генерируемого излучения. Применяются в спектроскопии (см. *Параметрический генератор света*).

13) Л. на основе вынужденного комбинационного рассеяния; накачка лазерным излучением. Применяются для получения когерентного излучения разл. частот и для суммирования излучения неск. Л. с целью увеличения яркости когерентного излучения (подробнее см. *Комбинационный лазер*).

Лит.: Справочник по лазерам, пер. с англ., под ред. А. М. Прохорова, т. 1—2, М., 1978; Звелто О., Принципы лазеров, пер. с англ., 2 изд., М., 1984; О'Шиа Д., Коллен Р., Родс У., Лазерная техника, пер. с англ., М., 1980; Тарасов Л. В., Физика процессов в генераторах когерентного оптического излучения, М., 1981.

А. Н. Ораевский.

ЛА́ЗЕР С ЯДЕРНОЙ НАКА́ЧКОЙ (ЛЯН) — *лазер*, в к-ром усиливающая свет среда возбуждается непосредственно продуктами ядерных реакций. Обычно основа ЛЯН — трубка с газом, помещённая в поток

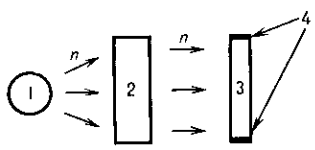


Схема лазера с ядерной накачкой: *1* — импульсный реактор; *2* — замедлитель нейтронов; *3* — трубка с рабочим газом; *4* — зеркала.

тепловых нейтронов (рис.). Нейтроны стимулируют реакции в ядерно-активном веществе, к-рое нанесено в виде тонкого слоя на внутр. поверхности трубки (обычно ^{10}B, ^{235}U, $^{235}U_3O_8$) или введено в трубку в виде газа (^3He). В ядерных реакциях, напр.

$$^{10}B + n \longrightarrow \alpha + {}^7Li,$$
$$^{235}U + n \longrightarrow \text{осколки},$$
$$^3He + n \longrightarrow \alpha + {}^3T,$$

образуются быстрые ионы (с энергией $\sim$ 0,5—100 МэВ), к-рые ионизуют и возбуждают атомы находящегося в трубке рабочего газа, формируя лазерно-активную среду. ЛЯН реализованы на переходах Xe (длина волны λ=3,65; 3,508; 2,026; 1,73 мкм), Ar (1,79 мкм), Kr (2,523 мкм), C (1,454 мкм), O (0,8446 мкм), Cl (1,587 мкм), N (0,8629 мкм), Cd (0,5327; 0,5378 мкм), CO (5,1—5,6мкм) (см. *Газоразрядные лазеры*). Механизмы формирования инверсии населённостей в ЛЯН аналогичны тем, к-рые имеют место в плазменных лазерах с накачкой электронным пучком. Пороговая плотность потока нейтронов 10^{12}—10^{16} нейтрон/см^2·с, длительность накачки $\sim 10^2$—10^4 мкс. Наибольшие значения мощности ($\sim$10 кВт) и кпд ($\sim$1%) получены на ИК-переходах инертных газов.

ЛЯН представляют интерес в связи с проблемой создания системы реактор—лазер, в к-рой лазерно-активная зона совмещена с ядерно-активной зоной, где сосредоточена критич. масса ядерного реактора. При этом происходило бы прямое преобразование части ядерной энергии в световую. Система пока не создана из-за трудностей совмещения условий работы лазера и реактора. Предложен газофазный ЛЯН на UF_6 и на аэрозольном топливе. Разрабатываются проекты реактора—лазера с тонкой ($\sim$10 мкм) ядерно-активной фольгой. Возможно осуществление ядерной накачки в реакторе с подкритич. режимом с использованием внеш. источника нейтронов.

Лит.: Гудзенко Л. И., Яковленко С. И., Плазменные лазеры, М., 1978; Воинов А. М. и др., Низкопороговые лазеры с ядерной накачкой на переходах атомарного ксенона, «ДАН СССР», 1979, т. 245, с. 80; Воинов А. М. и др., Инфракрасные лазеры с ядерной накачкой на переходах Ar_1, Kr_1 и Xe_1, «Письма в ЖТФ», 1979, т. 5, с. 422; Миськевич А. И. и др., Генерация лазерного излучения на парах Cd при возбуждении продуктами ядерной реакции He^3 (n, p) *T*, там же, 1980, т. 6, с. 818; Воинов А. М. и др., Инфракрасный лазер с ядерной накачкой на смесях He + Xe и Ar + Xe, там же, 1981, т. 7, с. 1016; De Young R. J., Kilowatt multiple-path ^3He—Ar nuclear-pumped laser, «Appl. Phys. Lett.», 1981, v. 38, p. 297; его же, Multiple-path fission-foil nuclear lasing of Ar-Xe, там же, v. 39, p. 585; Jalufka N. W., Hohl F., A direct nuclear-pumped ^3He—Co laser, там же, v. 39, p. 139; Jalufka N. W., Direct nuclear-pumped laser amplifier, там же, p. 690.

С. И. Яковленко.

ЛА́ЗЕРНАЯ ИСКРА — см. в ст. *Оптические разряды*.

ЛА́ЗЕРНАЯ ПЛА́ЗМА — нестационарная плазменная среда, образующаяся при воздействии мощного лазерного излучения на вещество. Напр., Л. п. возникает при оптич. пробое в газовых средах (лазерная искра); при облучении лазером плоской твёрдой мишени («факел»); в *оптических разрядах*, поддерживаемых лазерным излучением; в лазерных термоядерных мишенях. Впервые экспериментально Л. п. была получена в лазерной искре (1963).

Характерные признаки Л. п. 1) Наличие сильного взаимодействия эл.-магн. поля лазерного излучения частоты ω с электронами и ионами плазмы в области с плотностью электронов $n_e \leqslant n_{кр} = \sqrt{m_e\omega^2/4\pi e^2}$, приводящего к неравновесности ф-ций распределения заряж. частиц. 2) Существование потоков излучения и частиц из зоны поглощения в глубь вещества и образование (при воздействии на твёрдые среды) области плазмы с $n_e \gg n_{кр}$; 3) Сильная пространственная неоднородность. 4) Многокомпонентный ионный состав. 5) Нестационарность: время жизни τ Л. п. определяется длительностью импульса, инерцией вещества, временем расширения. Характерное время гидродинамич. разлёта $t_{гидр} \sim L/v$ (L — характерный размер Л. п., v — скорость разлёта). 6) Испускание теплового излучения в широком спектральном диапазоне. 7) Широкий диапазон измеряемых параметров: $10^{16} \leqslant n_e \leqslant 10^{26}$ см$^{-3}$; 1 кэВ $< T \leqslant 10^4$ эВ; 10^{-11} с $< \tau < 10^{-3}$ с; скорости разлёта до 10^8 см/с; давления более 10 Мбар.

При воздействии лазерного излучения на среду Л. п. возникает в том случае, если плотность потока излучения q (Вт/см^2) превысит нек-рое пороговое значение, зависящее от длины волны лазерного излучения и от параметров среды. Различают три стадии существования Л. п.: стадия нач. ионизации и оптич. пробоя вещества, образование собственно плазмы; стадия взаимодействия (поглощения, отражения, рефракции) лазерного излучения с плазмой, нагрева до высоких темп-р, увеличение степени ионизации; стадия разлёта, формирования ионных потоков, остывания плазмы.

Физические явления в Л. п. Во всех разновидностях Л. п. нач. стадия образования плазмы связана с оптическим пробоем, возникновение к-рого объясняется двумя механизмами: ионизацией электронным ударом с последующим образованием *лавины электронной* и *многофотонной ионизацией*. С первым механизмом связан пробой газов ($p \sim 1$ атм) при $q \simeq 10^{11}$ Вт/см^2 и пробой паров при воздействии на твёрдые мишени лазерного излучения с $q \simeq 10^8$—10^9 Вт/см^2.

При плотностях потока $q \geqslant 10^{11-12}$ Вт/см^2 в Л. п. развиваются процессы многократной ионизации, к-рая носит нестационарный и неравновесный характер. Ионный состав плазмы обычно определяется процессами ударной и радиационной ионизации и рекомбинации. В плотной плазме ($n_e > 10^{22}$ см$^{-3}$) ионный состав близок к определяемому *Саха формулой*, в разреженной плазме ($n_e < n_{кр}$) — к корональному равновесию (см. *Ионизационное равновесие*). Поскольку для электронов с разл. значениями гл. квантового числа n вероятности радиационных процессов различны, то, возможно, и в Л. п. реализуется ситуация, когда в одном и том же атоме при малых n (для K и L электронов, n=1, 2) выполняются условия равновесия Саха, а при больших n — коронального равновесия.

Поглощение лазерного излучения в Л. п. вызвано линейными процессами, тормозным и резонансным, а также нелинейными, т. н. параметрич., процессами. В определ. условиях могут быть существенны также процессы отражения и рефракции излучения в неоднородной плазме. Роль нелинейных явлений увеличивается с ростом плотности потока q и λ [с ростом параметра $q\lambda^2$ (Вт·см$^{-2}$·мкм^2)] и становится значительной при $q\lambda^2 > 10^{13}$ Вт·см$^{-2}$ мкм^2. В Л. п. экспериментально наблюдаются *самофокусировка* лазерного луча (уменьшение его диаметра при распространении в неоднородной плазме) и ф и л а м е н т а ц и я (спонтанное возникновение и рост мелкомасштабных неоднородностей поля при первоначально однородном волновом фронте). Причиной этих эффектов является действие пондеромоторных сил эл.-магн. поля лазерного излучения или неоднородный нагрев плазмы, локально изменяющие её плотность и коэф. преломления, а следовательно, влияющие на распространение лазерного излучения.

Воздействие мощной световой волны с частотой ω_0 на Л. п. приводит к образованию плазменных волн — колебаний электронной и ионной плотности, к-рые взаимодействуют с первичной и рассеянной световыми волнами, в результате чего образуются, в частности, эл.-магн. волны с частотой, кратной падающей лазерной — $(^3/_2)\omega_0$, $2\omega_0$ и т. д. (т. н. гармоники). Экспериментально зарегистрированы гармоники до 300 ω_0. Наиболее существенно *Мандельштама — Бриллюэна рассеяние* на колебаниях ионной плотности и вынужденное комбинационное рассеяние (см. *Вынужденное рассеяние света*).

Распределение электронов в Л. п. является неравновесным, причём доля электронов с энергией $\sim 10\ kT$ может быть значительно больше, чем в распределении Максвелла (т. н. надтепловые, или быстрые, электроны). Генерация надтепловых электронов связана с резонансным возрастанием продольной (параллельной градиенту плотности и направлению лазерного луча) компоненты электрич. поля вблизи $n_{кр}$ и диссипацией энергии поля (напр., при помощи обратного эффекта Черенкова, см. *Электродинамика движущихся сред*) в электронную компоненту плазмы (см. *Лазерный термоядерный синтез*), а также с процессами распада световой волны на два электронных плазменных колебания (плазмона). Неравновесное распределение электронов по энергии обычно описывается наложением двух максвелловских распределений — тепловых (с темпрой $\sim kT$) и надтепловых (с темп-рой $\sim 10\ kT$).

В Л. п. экспериментально обнаружены сверхбыстрые ионы, ускоренные до энергий в десятки и сотни кэВ самосогласованным электрич. полем в процессе разлёта Л. п. Количество быстрых ионов возрастает с увеличением числа надтепловых электронов, а доля последних растёт с увеличением параметра $q\lambda^2$ (при $q\lambda^2 \simeq 10^{13}$ Вт·см$^{-2}$·мкм^2 $N_{нтпл}/N_{тпл} \approx 10^{-2}$).

При потоках $q \approx 10^{14}$ Вт/см^2 темп-ра Л. п. достигает 1 кэВ и Л. п. становится мощным источником жёсткого рентг. излучения, возникающего как следствие тормозного испускания, так и вследствие свободно-связанных и связанно-связанных переходов (см. *Уровни энергии*). Эффективность испускания (отношение излученной энергии к поглощённой) возрастает по мере увеличения атомного номера элемента, из к-рого приготовлена плазма. Экспериментально показано, что при воздействии лазера с $\lambda = 0{,}3$ мкм и $q = 10^{14}$ Вт/см^2 на золотую пластину в рентг. излучение может быть преобразовано до 60% поглощённой энергии с плотностью потока до 10^{13} Вт/см^2. В Л. п. наблюдались ионы с высокой кратностью ионизации (вплоть до $Z = 40$).

В Л. п. экспериментально обнаружены сверхсильные магн. поля величиной ~ 1 МГс. Генерация магн. полей может быть связана с неоднородностью пондеромоторных сил, с различием вязкости электронов и ионов, с плазменными неустойчивостями и разными видами турбулентности и др. Наиболее существенная для Л. п. генерация магн. полей связана с возникновением замкнутых термоэлектрич. токов (термоэдс), причиной появления к-рых являются непараллельные градиенты темп-ры и плотности электронов.

Большую роль в формировании Л. п. играют процессы переноса энергии от зоны поглощения (зона $n_{кр}$) в плотные и разреженные слои плазмы. Наиб. важной является электронная теплопроводность, при определ. условиях в лазерных термоядерных мишенях могут быть существенны лучистая и ионная теплопроводность. Процессы электронного переноса энергии в Л. п., создаваемой при больших ($q \geqslant 10^{14}$ Вт/см^2) потоках лазерного излучения, существенно отличаются от классической (спитцеровской) электронной теплопроводности. Эти отличия связаны с пространственной неоднородностью плазмы, с влиянием спонтанных магн. полей (замагничивание, анизотропия переноса тепла), с неравновесностью ф-ции распределения электронов, с влиянием плазменных неустойчивостей (в частности, ионно-звуковой неустойчивости) и приводят к существенному снижению теплового потока по сравнению с классическим (от неск. раз до неск. десятков раз). Темп-ра Л. п. растёт с увеличением плотности лазерного потока ($T \sim q^{2/3}$) и при совр. уровне лазерной техники относительно легко может быть доведена до уровня, достаточного для протекания термоядерной реакции. Впервые термоядерная реакция, инициированная лучом лазера, была осуществлена в СССР (ФИАН, 1968). При воздействии лазерного излучения на конденсированную мишень при высоких темп-рах (0,1—1 кэВ) зона поглощения и фронт тепловой волны, движущейся в плотные слои вещества, становятся источником мощных ударных волн. Давление за фронтом ударной волны, создаваемой в Л. п. при плотности потока $q \geqslant 10^{14}$ Вт/см^2 и темп-ре ~ 1 кэВ, составляет примерно 10 Мбар.

Применения Л. п. Одно из основных приложений Л. п.— использование в исследованиях лазерного термоядерного синтеза; оно основано на возможности создания в Л. п. высоких темп-р и давлений. Л. п. применяется также в качестве мощного практически точечного рентг. источника для диагностики в физ. экспериментах, рентгенолитографии и т. п.; как источник для получения многозарядных ионов и изучения их спектров. Л. п. используется также в качестве первичной плазмы для заполнения установки в исследованиях по магнитному УТС и в плазмохимич. установках.

Лит.: Р а й з е р Ю. П., Лазерная искра и распространение разрядов, М., 1974; А ф а н а с ь е в Ю. В. и др., Взаимодействие мощного лазерного излучения с плазмой, в кн.: Итоги науки и техники. Радиотехника, т. 17, М., 1978; Б о й к о В. А. и др., Рентгеновская спектроскопия лазерной плазмы, в кн.: Итоги науки и техники. Радиотехника, т. 27, М., 1980.

Е. Г. Гамалий, В. Б. Розанов.

ЛА́ЗЕРНАЯ СПЕКТРОСКОПИ́Я — совокупность спектральных методов в видимой и ИК-областях спектра, основанных на применении лазерных источников излучения. Использование лазеров, излучение к-рых обладает высокой интенсивностью, монохроматичностью и малой расходимостью пучка, резко повысило возможности традиционных методов спектроскопии. Кроме того, применение лазеров позволило создать методы, основанные на принципиально новых физ. принципах, существенно изменилась и эксперим. техника. Разрешающая способность оптич. спектроскопии возросла более чем в миллион раз, чувствительность доведена до предельного уровня, ограниченного регистрацией единичных атомов или молекул, появилась возможность исследовать релаксационные процессы в конденсированных средах, происходящие в течение $\sim 10^{-12}$—10^{-14} с, и проводить дистанционный спектральный анализ на больших расстояниях до объекта. Применение методов Л. с. выходит за рамки чисто аналитических, они используются в физ. оптике, лазерном разделении изотопов и *лазерной химии*, при создании *оптических стандартов частоты* и т. д.

Новые принципы лазерной спектроскопии

При взаимодействии с веществом лазерного излучения, благодаря его высокой интенсивности и монохроматичности, в среде возникают разл. нелинейные явления. Наиб. простой и важный нелинейный процесс связан с возникновением насыщения населённостей уровней энергии системы за счёт вынужденных переходов, к-рая имеет место в основном для частиц, резонансно взаимодействующих с полем.

При неоднородном уширении спектральной линии эффекты насыщения приводят к возникновению неравновесного распределения частиц на уровнях. Оно может быть зарегистрировано с помощью пробного поля, частота к-рого плавно изменяется. В результате линия поглощения пробного сигнала содержит резкие структуры с однородной шириной. На этом эффекте основана Л. с. насыщенного поглощения. Т. к. однородная ширина линии может быть на много порядков уже неоднородной ширины, то использование этого метода позволило резко повысить разрешающую способность спектроскопии.

Один из нелинейных процессов, используемых в Л. с., обусловлен нелинейной восприимчивостью среды, к-рая приводит к появлению поляризации в среде на гармониках излучения. При взаимодействии излучения на неск. частотах возникает поляризация на суммарной, разностной и комбинационных частотах. При многофотонных процессах резонансные особенности возникают, когда сумма частот поглощённого фотона равна частоте перехода между реальными уровнями. Благодаря высокой интенсивности света стало возможным наблюдение разл. нелинейных процессов рассеяния света. Особенно большую роль стало играть *вынужденное рассеяние света*, напр. вынужденное комбинационное рассеяние, *Мандельштама — Бриллюэна рассеяние* и др. Мн. процессы нелинейного рассеяния объясняются четырёхфотонными процессами. Л. с., основанная на использовании нелинейных процессов, часто наз. *нелинейной спектроскопией*.

Монохроматичность лазерного излучения и избирательный характер взаимодействия излучения с частицами обеспечивают сильно выраженную селективность возбуждения в веществе определённых квантовых состояний частиц, соответствующих резонансным условиям их взаимодействия с полем излучения. Изменение распределения внутр. состояний поглощающей системы под воздействием одного интенсивного когерентного монохроматич. излучения влияет на её отклик на поле др. излучения. Этот метод исследования среды наз. спектроскопией двойного резонанса. При большой интенсивности падающего излучения обеспечивается большая плотность возбуждённых состояний в веществе. Это дало возможность приступить к широкомасштабному исследованию физ.-хим. свойств возбуждённых частиц и детальному изучению релаксационных процессов (используя ультракороткие импульсы возбуждающего лазерного излучения) атомов и молекул. Когерентность лазерного излучения применяется для исследования разл. нестационарных когерентных процессов в микроволновой области.

Фокусируя лазерное излучение, можно производить спектральный анализ микроколичеств вещества, локализованных в малых (до 10^{-10} см^3) объёмах. С помощью импульсов непрерывного когерентного излучения исследуется комбинационное и резонансное рассеяние атомов и молекул, а также возбуждается флуоресценция на больших расстояниях от источника, что даёт возможность дистанционного анализа атомного или молекулярного состава исследуемого объекта.

Основные методы лазерной спектроскопии

Спектроскопия сверхвысокого разрешения газов (спектроскопия бездоплеровского уширения). Разрешающая способность методов Л. с., как и обычных методов, определяется шириной спектральных линий. В газе при низких давлениях она ограничена доплеровским уширением линии, возникающим вследствие хаотич. теплового движения атомов и молекул. Нелинейные методы позволили устранить влияние доплеровского уширения и получать узкие линии с однородной шириной на много порядков меньше доплеровской ширины. Получены резонансные линии шириной ~ 500 Гц, что соответствует относит. разрешающей способности $5\cdot10^{-12}$. В основе нелинейной Л. с. сверхвысокого разрешения лежат методы, к-рые позволяют получать резонансы в центре линии: метод насыщенного поглощения, метод двухфотонных резонансов при поглощении и метод разнесённых оптич. полей. Предельная ширина резонанса ограничивается временем взаимодействия частиц с полем, возможностью обнаружения резонансов.

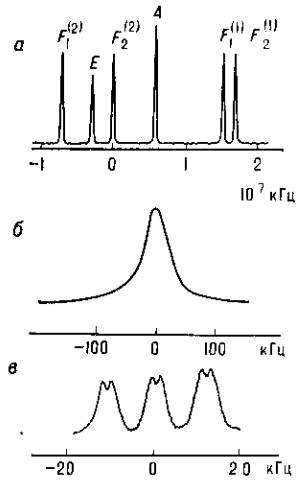


Рис. 1. Спектры поглощения метана, полученные с различным разрешением: *а* — линейчатый спектр поглощения линии P(7) полосы; *б* — нелинейный резонанс в поглощении на $\Gamma_2^{(2)}$-компоненте метана; *в* — магнитная сверхтонкая структура и дублеты отдачи на $\Gamma_2^{(2)}$-компоненте метана.

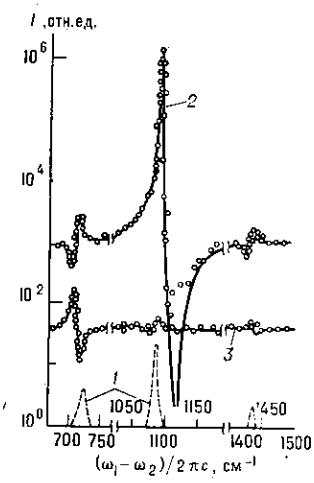


Рис. 2. Спектры комбинационного рассеяния света кристалла $CaCO_3$, полученные с помощью различных методов лазерной спектроскопии: *1* — спектроскопии спонтанного комбинационного рассеяния света; *2*, *3* — активной лазерной спектроскопии (получены при различных ориентациях векторов поляризации взаимодействующих волн); *I* — интенсивность, ω_1 — ω_2 — комбинационная частота.

С помощью спектроскопии сверхвысокого разрешения были наблюдены и исследованы эффект отдачи в оптике (рис. 1), нелинейная зависимость столкновительных уширений спектральных линий и их сдвига, аномальный эффект Зеемана на колебательно-вращательных переходах, квадратичный эффект Доплера и др. Сверхузкие резонансы используются для постановки прецизионных физ. экспериментов, на их основе создаются оптич. стандарты частоты с относит. нестабильностью $\sim 10^{-14}$. Новые возможности в Л. с. сверхвысокого разрешения ожидаются при использовании «холодных» частиц. Применение «холодных» частиц позволяет существенно увеличить время взаимодействия частиц с полем и получить поэтому предельно узкие резонансы. При этом ослабляется влияние линейного и квадратичного эффектов Доплера на сдвиг и уширение резонансов.

Спектроскопия рассеяния света включает широкий круг традиционных вопросов спектроскопии рэлеевского (РР) и комбинационного (КР) рассеяния света, а также новых направлений нелинейной спектроскопии рассеяния. Применение лазеров существенно расширило возможности спектроскопии рэлеевского рассеяния прежде всего за счёт детального изучения формы линии рассеяния на флуктуациях плотности, темп-ры и др.,

а также на сфазированных лазерными пучками неоднородностях среды.

Гетеродинные методы исследования формы линий рассеяния привели к разработке важного в практич. отношении доплеровского метода измерения скоростей потоков жидкостей и газов. В спектроскопии КР была на неск. порядков повышена чувствительность, что позволило снимать спектры КР в газах низкого давления, и заметно снижено мин. кол-во вещества, необходимое для проведения анализов. Наиб. важные направления нелинейной спектроскопии рассеяния света связаны с методами *активной лазерной спектроскопии* КР, напр. антистоксова и стоксова спектроскопии вынужденного рассеяния Мандельштама — Бриллюэна. Благодаря методам нелинейной спектроскопии рассеяния была получена информация, недоступная традиционным методам. Напр., была развита спектроскопия сверхвысокого разрешения КР в газах и криогенных жидкостях, развиты методы КР молекул, адсорбированных на поверхности, и пр., существенно расширены возможности оптич. исследований полупроводников и кристаллов (рис. 2).

Спектроскопия пикосекундных импульсов использует мощные импульсы света длительностью $\sim 10^{-10}$—10^{-13} с в сочетании с др. методами спектроскопии (КР, насыщенного поглощения и пр.), что позволяет исследовать очень быстрые релаксационные процессы в конденсированных средах. Осуществлены прямые измерения времён жизни возбуждённых состояний в конденсированных средах, определены каналы распада энергии и передачи возбуждения между разл. состояниями, что особенно важно в биофизич. исследованиях и при изучении динамики столкновения частиц.

Воздействие мощного лазерного излучения на поверхность металлов и полупроводников приводит к ряду новых нелинейно-оптич. эффектов и соответственно к нелинейно-оптич. диагностике. В приповерхностных слоях металлов, полупроводников и диэлектриков возбуждаются сильно неравновесные состояния, резко возрастает оптич. восприимчивость среды. При отражении света от шероховатых поверхностей усиливаются такие нелинейно-оптич. взаимодействия, как генерация гармоник и суммарных частот. Измерены времена релаксации элементарных возбуждений в твёрдых телах (поляритонов, оптич. фононов и др.). Лазерное излучение может возбуждать на поверхностях акустич. волны (см. *Поверхностные акустические волны*), что лежит в основе нового направления — оптико-акустич. спектроскопии твёрдого тела.

Техника лазерной спектроскопии

Широкие возможности в исследовании самых различных объектов могут быть реализованы при использовании лазеров с перестраиваемой частотой. Располагая неск. лазерами УФ-, видимого и ИК-диапазонов на фиксированных частотах, с помощью методов резонансного и нерезонансного нелинейного взаимодействия можно преобразовать их частоты в довольно широких пределах. В настоящее время (1986) лазеры перекрывают спектральный диапазон от 0,1 до 100 мкм, они могут работать в непрерывном и импульсном режимах, имеют разные мощности и обладают разл. параметрами. Это могут быть лазеры на красителях, на активированных кристаллах, на кристаллах с центрами окраски, полупроводниковые лазеры, газовые лазеры высокого давления, лазеры с переворотом спина. В большинстве из них перестройка осуществляется в пределах ширины линии усиления, где возможна генерация. Так, в полупроводниковых лазерах на основе диода температурная перестройка длины волны осуществляется в диапазоне 0,2÷0,5 мкм, рабочий диапазон 0,6—2 мкм при мощности лазера 1—20 мВт, ширина линии генерации 1 кГц. Лазерные диоды на основе свинца перекрывают диапазон 3—15 мкм. Применяются методы, в основе к-рых лежит смешение частот в материалах с нелинейным показателем преломления, а также нелинейные преобразования частот.

Лазер с перестраиваемой частотой и регистрирующей системой является принципиально новым *монохроматором*. Абс. измерения длин волн генерации осуществляются с помощью спец. устройства (λ-метра), в к-ром сравниваются длины волн лазера и эталона (как правило, им является стабилизированный He—Ne-лазер) с помощью *интерферометров* Майкельсона, Фабри — Перо, пластинки Физо. Относит. точность измерения при этом $\sim 10^{-7}$—10^{-8}, она достаточна для спектральных исследований жидкостей и твёрдых тел и недостаточна для спектроскопии сверхвысокого разрешения. Частота перестраиваемого лазера здесь измеряется гетеродинным методом относительно опорного стабилизированного лазера, частота к-рого известна. Диапазон частотных измерений определяется быстродействием фотоприёмника и может быть $\sim 10^{12}$ в видимой и в ИК-областях спектра. Использование методов измерения абс. частот генерации лазеров в спектроскопии позволяет измерять частоты переходов с относительной точностью $\sim 10^{-11}$.

Развитие техники наносекундных, пикосекундных и субпикосекундных световых импульсов привело к резкому увеличению временно́го разрешения измерений в Л. с. Управляя излучением импульсных твердотельных лазеров (самосинхронизацией мод нелинейным поглотителем), можно получить излучение в виде цуга неск. десятков очень коротких импульсов длительностью $\sim 10^{-12}$—10^{-13} с и пиковой мощностью $\sim 10^8$—10^9 Вт. На основе этих работ и была создана спектроскопия пикосекундных импульсов.

Резкое повышение чувствительности методов Л. с. позволило регистрировать спектральные линии по наблюдению изменения характеристик излучения при его взаимодействии со средой (по изменению интенсивности, поляризации и фазы излучения, а также по поглощённой энергии). Наибольшей чувствительностью обладают методы, основанные на регистрации поглощённой энергии. В видимой области спектра очень эффективно наблюдение *флуоресценции*, дающее возможность регистрировать отд. атомы, резонансные линии к-рых лежат в видимой области спектра (Na, K и др.).

Высокая направленность и интенсивность лазерного излучения позволяет измерять малое поглощение ($\sim 10^{-6}$ см$^{-1}$). Широко применяются абсорбционные спектрометры на основе диодных лазеров (разрешение $\sim 10^{-6}$ см$^{-1}$), а также фурье-спектрометры (см. *Фурье спектроскопия*). Для повышения контрастности резонансов и исследований нелинейных явлений поглощающую среду помещают внутрь резонатора лазера (см. *Внутрирезонаторная лазерная спектроскопия*).

В ИК-области спектра применяют оптоакустич. и оптотермич. детекторы. С их помощью регистрируют поглощённую мощность $\sim 10^{-10}$ Вт. Это означает, что при мощности лазера ~ 1 Вт можно регистрировать поглощение $\sim 10^{-10}$ см$^{-1}$. Предельной чувствительностью обладают ионизационные методы регистрации поглощённой энергии, когда после поглощения света возбуждаемая частица может быть ионизована, а ионы (электроны) зарегистрированы.

Лит.: Летохов В. С., Чеботаев В. П., Принципы нелинейной лазерной спектроскопии, М., 1975; Ахманов С. А., Коротеев Н. И., Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света, М., 1981; Сверхкороткие световые импульсы, под ред. С. Шапиро, пер. с англ., М., 1981.

В. П. Чеботаев.

ЛАЗЕРНАЯ ТЕХНОЛО́ГИЯ — совокупность приёмов и способов обработки материалов и изделий с использованием лазеров. В Л. т. применяются *твердотельные лазеры* и *газовые лазеры*, работающие в импульсном, импульсно-периодическом и непрерывном режимах. Осн. операции связаны с тепловым действием лазерного излучения. Для управления световым потоком (повышения интенсивности и локализации воздействия) применяются оптич. системы. Преимущества Л. т.—

высокая локальность, кратковременность воздействия, малая зона термич. влияния, возможность ведения технологич. процессов в любых прозрачных средах (в т. ч. в агрессивных) и внутри герметически закрытых объёмов. Лазеры используются для сверления отверстий, резки и скрайбирования (нанесение рис. на поверхность пластины полупроводника лазерным лучом), закалки, гравировки, изготовления и фигурной обработки тонких плёнок, динамич. балансировки вращающихся деталей, подстройки элементов схем и др.

Сверление отверстий. Л. т. упрощает операцию получения отверстий в твёрдых, хрупких, тугоплавких, радиоакт. материалах. Она эффективна при изготовлении алмазных фильер для волочения проволоки, стальных и керамич. фильер для производства искусств. волокна; при сверлении рубиновых часовых камней, ферритовых пластин для устройств памяти, керамич. изоляторов, изделий из сверхтвёрдых сплавов. Для сверления обычно используются импульсные лазеры на неодимовом стекле, иттрий-алюминиевом гранате (ИАГ), CO_2. Типичные параметры лазеров: энергия от десятых долей до десятков Дж, длительность импульса 0,1—1 мс, плотность потока энергии до 10 МВт/см^2. Недостаток лазерного метода сверления в одноимпульсном режиме — невысокая точность и плохая воспроизводимость, связанные с флуктуациями интенсивности излучения. Этот недостаток частично устраняют, переходя к многоимпульсной методике. В этом случае обработка ведётся серией импульсов с энергией в импульсе 0,1—0,5 Дж. При этом удаётся получать отверстия сложного профиля с отношением глубины к диаметру 1—20 при точности обработки 1 мкм.

Резка и скрайбирование. Наиб. важны резка тонких плёнок и полупроводниковых пластин при изготовлении *интегральных схем* и т. п. газолазерная резка листовых материалов (см. ниже). Резку тонких плёнок производят серией коротких импульсов. Для этой цели используются газовые лазеры на молекулярном азоте либо твердотельные лазеры на ИАГ с Nd. Типичные интенсивности $\sim 10^6$—10^7 Вт/см^2, ширина реза 5—30 мкм. Для резки и скрайбирования полупроводниковых пластин удобен лазер на ИАГ с Nd, обеспечивающий при ср. мощности $\sim$ 10—50 Вт и частоте следования импульсов $\sim$ 1 кГц скорость разрезания (нанесения рисок) $\sim$ 60 мм/мин. Ширина разреза вместе с зоной термич. влияния $\sim$50—100 мкм.

При газолазерной резке на обрабатываемый объект одновременно направляют лазерное излучение и струю газа. Чаще всего применяют CO_2-лазер; состав газовой струи зависит от обрабатываемого материала. При резке неметаллов, хорошо поглощающих излучение CO_2-лазера, струя газа (воздух или инертный газ) используется для охлаждения краёв разреза и удаления продуктов разрушения. При резке металлов применяют кислород или воздух, к-рые способствуют предварит. окислению металла, что уменьшает его отражат. способность; далее происходит воспламенение металла и выделяющееся тепло усиливает термич. действие лазерного излучения; наконец струя удаляет расплав и продукты окисления, обеспечивая поступление кислорода к фронту горения. В зависимости от скорости перемещения луча возможны два режима: управляемой резки, когда тепла от реакции недостаточно для самоподдерживающегося фронта горения на всю поверхность, обдуваемую струёй O_2, и неуправляемой (автогенной) резки, когда металл горит по всей поверхности за счёт тепла реакции окисления. Газолазерная резка затруднена, если металл имеет тугоплавкий окисел либо низкий тепловой эффект реакции окисления.

Обычно для газолазерной резки требуются интенсивности $\sim$ 100 кВт/см^2. Применяются CO_2-лазеры непрерывного действия мощностью неск. сотен Вт. Ширина разреза 0,3—1 мм при толщине разрезаемого материала до 10 мм.

Сварка. Осн. преимущество лазерной сварки — бесконтактность (напр., через прозрачные окна внутри герметически закрытых сосудов); существен также малый размер зоны термич. влияния, что позволяет работать в условиях интенсивного теплоотвода. Лазерным методом удаётся соединять металлы и сплавы, не свариваемые обычным способом, напр. W с Cu или со сталью. Для сварки целесообразно использовать импульсные лазеры. Можно выполнять точечную и шовную сварку. Типичные интенсивности 0,1—1 МВт/см^2 (в зависимости от материала). Толщина свариваемых деталей 0,01—1 мм. Отношение глубины проплавления к ширине шва 0,5—5.

Фигурная обработка поверхности. Проблема образования микрорельефа на поверхности материалов важна для микроэлектроники, полиграфич. промышленности, при обработке твёрдых сплавов, ювелирных камней и т. п. Для создания рельефа используются: испарение, термообработка, в результате к-рой происходят структурные превращения в материале; окислительно-восстановительные реакции и реакции разложения, вызванные нагреванием; термостимулированные диффузионные процессы.

Лит.: Действие излучения большой мощности на металлы, М., 1970; Вейко В. П., Либенсон М. Н., Лазерная обработка, Л., 1973; Рыкалин Н. Н., Углов А. А., Кокора А. Н., Лазерная обработка материалов, М., 1975; Бункин Ф. В., Кириченко Н. А., Лукьянчук Б. С., Термохимическое действие лазерного излучения, «УФН», 1982, т. 138, с. 45; Промышленное применение лазеров, под ред. Г. Кёбнера, пер. с англ., М., 1988. *С. И. Анисимов.*

ЛА́ЗЕРНАЯ ХИ́МИЯ — хим. превращения, осуществляемые под воздействием лазерного излучения. Направленность и высокая интенсивность излучения (см. *Лазер*) обеспечивают высокую скорость ввода энергии в объём, где протекает хим. реакция, её точную пространственную и временную локализацию, дозированность и стерильность. При этом возможны как гомофазные реакции с полным исключением влияния стенок, ограничивающих объём, так и процессы, происходящие только на поверхности раздела фаз, в стенках реактора и т. п. Монохроматичность лазерного излучения позволяет осуществлять резонансное воздействие на исходные или конечные вещества, что даёт возможность реализации селективных процессов.

Лазерная фотохимия. Неизбежные релаксационные процессы приводят к тому, что введённая в реактор энергия лазерного излучения в конечном счёте преобразуется в тепловую. Если влияние релаксационных процессов мало́ (время релаксации велико), возможно селективное воздействие, при к-ром хим. активность атомов и молекул возникает непосредственно в результате поглощения ими фотонов. Влияние релаксации минимально при резонансном воздействии излучением видимого и УФ-диапазонов ($\hbar\omega \gg kT$, ω — частота излучения). В этом случае столкновительная релаксация в газе, равно как и многофотонный распад возбуждённого состояния в конденсированной среде, затруднены, а излучательный спонтанный распад может быть скомпенсирован увеличением вероятности возбуждения с ростом интенсивности облучения. Возможность высокой эффективности возбуждения выгодно отличает лазерную фотохимию от обычной. С ростом интенсивности излучения важную роль начинают играть процессы ступенчатого и многофотонного возбуждения (см. *Многофотонные процессы*). Это позволяет возбуждать активные состояния атомов и молекул, однофотонные переходы в к-рые запрещены правилами отбора, а также создавать молекулы, возбуждённые заметно выше энергии диссоциации (по любой из связей). Характер и глубина фрагментации молекул при этом радикально меняются. Напр., при обычном УФ-фотолизе метиламина CH_3H_2 основными конечными продуктами являются NH_3 и CH_2, а под действием излучения *эксимерного лазера* на ArF (длина волны λ = =193 нм) также HC и CH_3C.

Особенностью лазерной фотохимии видимого и УФ-диапазонов является малая роль тепловых эффектов. Но в этих диапазонах большинство молекул имеет практически сплошные спектры поглощения (см. *Молекулярные спектры*), что затрудняет осуществление селективных процессов. Для атомных систем ситуация более благоприятна и селективные лазерные фотохимич. реакции возможны (пример — получение заданных соединений редкоземельных металлов, управление их валентностью).

В ИК-области, где расположены колебат. спектры молекул, спектральные линии узки и селективность воздействия возможна. Но в силу малости $\hbar\omega \sim kT$ колебат. релаксация облегчена. В газе, где она носит столкновительный характер, для исключения её влияния необходимо уменьшение давления p газа и длительности τ лазерного воздействия. Как правило, произведение этих величин не должно превышать 10^{-9} с·Тор ($p\tau \sim 10^{-9}$ с·Тор). При реальных длительностях лазерных импульсов (10^{-7}—10^{-6} с) это приводит к недопустимо низким давлениям. Поэтому, а также в силу того, что энергия активации хим. реакции во много раз превышает $\hbar\omega$, ИК-лазерная фотохимия пока не реализована даже в газе. Перспективна комбинация ИК- и УФ-лазерных воздействий. Вместе с тем небольшие многоатомные молекулы, такие, как SiF_4, SF_6, BCl_3, CF_2Cl_2, CF_3I, CF_3Br и т. п., при достаточной высокой интенсивности излучения (10^5—10^6 Вт/см^2) способны к многофотонному поглощению резонансных ИК-квантов вплоть до энергии диссоциации. При этом становится возможной селективная ИК-фотодиссоциация молекул, приводящая к лазерному разделению изотопов (см. *Изотопов разделение*), очистке газов от малых примесей и т. п.

Синтез неустойчивых соединений. Столкновительный обмен колебат. энергией между молекулами одного сорта происходит быстрее, чем между молекулами разных видов, в свою очередь обмен колебат. энергией между всеми молекулами идёт быстрее, чем обмен между колебательными и поступательными степенями свободы молекул. Это наряду со способностью молекул к многофотонному поглощению ИК-излучения позволяет найти режимы воздействия (плотность энергии облучения 0,01—1,0 Дж/см^2, $\tau \sim 10^{-6}$—10^{-7} с, $p \sim$ ~0,1—1 Тор), при к-рых происходит изотопически селективная диссоциация и осуществляется управление синтезом радикалов. Отрыв колебат. темп-ры от поступательной, реализуемый в таких режимах, позволяет осуществлять синтез термически менее устойчивых соединений при ИК-фотолизе соединений, более устойчивых, напр. синтез CF_3I при фотолизе CF_3Br в атмосфере *I*.

Лазерная термохимия. В тех случаях, когда релаксационные процессы исключать не удаётся (длительное воздействие излучения, относительно большое давление газа, твёрдые тела), лазерное воздействие носит тепловой характер. Но резонансное поглощение излучения исходными или конечными продуктами хим. реакций влияет на ход хим. процессов и тогда, когда реагирующие атомы и молекулы находятся в состоянии локального теплового равновесия. Это происходит в силу обратной связи между химическими и тепловыми степенями свободы системы. Изменение в ходе реакции концентрации молекул, поглощающих лазерное излучение, приводит к изменению скорости ввода лазерной энергии, что меняет темп-ру реагентов, а значит, и скорость хим. реакций. Изменение интенсивности, длины волны или др. параметров лазерного излучения изменяет тип обратной связи, управляет динамикой процесса и составом продуктов реакции. Пример — связывание атм. азота в реакции с парами воды (синтез аммиака и азотной кислоты) при резонансном лазерном воздействии на насыщенные водяные пары в квазинепрерывном режиме. Увеличение выхода NH_3 достигается при этом с помощью 100%-ной модуляции мощности поглощённого лазерного излучения в силу сложности динамики резонансного лазерного нагрева молекулярных газов.

В гетерогенных условиях, т. е. на границе раздела твёрдое тело — жидкость, твёрдое тело — газ и т. п., лазерная термохимия позволяет осуществлять обычно не идущие реакции осаждения металлов из растворов сложных солей, обращать термодинамически возможную последовательность протекания электродных процессов в растворах электролитов по отношению к электрохимич. ряду напряжений, создавать по выбору омические или выпрямляющие контакты металл — полупроводник (см. *Контактные явления в полупроводниках*), синтезировать совершенные полимерные плёнки (полиимидизация) и т. д.

Лит.: Тальрозе В. Л., Барашев П. П., Химическое действие лазерного излучения, «Ж. Всесоюз. хим. общества им. Д. И. Менделеева», 1973, т. 18, с. 15; Карлов Н. В., Прохоров А. М., Лазерное разделение изотопов, «УФН», 1976, т. 118, с. 583; Бункин Ф. В., Кириченко Н. А., Лукьянчук Б. С., Термохимическое действие лазерного излучения, «УФН», 1982, т. 138, с. 45; Летохов В. С., Нелинейные селективные фотопроцессы в атомах и молекулах, М., 1983; Молин Ю. Н., Панфилов В. Н., Петров А. К., Инфракрасная фотохимия, Новосиб., 1985; Акулин В. М., Карлов Н. В., Интенсивные резонансные взаимодействия в квантовой электронике, М., 1987.

Н. В. Карлов, Б. С. Лукьянчук.

ЛАЗЕРНЫЕ СТАНДАРТЫ ЧАСТОТЫ — см. *Оптические стандарты частоты.*

ЛАЗЕРНЫЕ СТЁКЛА — один из видов т. н. активной среды твердотельных лазеров. Синтезированы десятки различающихся по хим. составу многокомпонентных стёкол — силикатные, фосфатные, германатные, фторфосфатные, фторбериллатные, боратные, теллуритные и др. (см. *Стекло*), на к-рых получен эффект генерации.

Л. с. характеризуются мн. параметрами, описывающими их физ.-хим., спектрально-люминесцентные, генерационные, прочностные и др. свойства. Генерац. переходами в Л. с. являются излучат. переходы между энергетич. уровнями примесных активных ионов (см. *Твердотельный лазер*), гл. обр. ионов Nd^{3+} (основной генерац. переход $^4F_{3/2}$—$^4I_{11/2}$ с длиной волны излучения $\lambda_г \approx 1{,}055$ мкм), а также ионов Er^{3+} (переход $^4I_{13/2}$—$^4I_{15/2}$ $\lambda_г \approx 1{,}54$ мкм). Концентрация ионов Nd^{3+} в Л. с. может составлять от $\sim 10^{20}$ см$^{-3}$ до $3 \cdot 10^{21}$ см$^{-3}$, ионов Er^{3+} $\sim 5 \cdot 10^{19}$ см$^{-3}$. Специфич. характеристиками Л. с. являются: время жизни метастабильного уровня энергии τ, сечение генерац. перехода σ, концентрация активных ионов N, квантовый выход люминесценции, коэф. нелинейности показателя преломления n_2, температурный коэф. показателя преломления dn/dT, поглощение на длине волны генерации, содержание гидроксильных групп в стекле (степень обезвоженности), изменение оптического пути в Л. с. с изменением темп-ры (термооптическая постоянная W).

Широкое практич. применение нашли силикатные и фосфатные Л. с. Фосфатные Л. с. имеют более высокие спектрально-люминесцентные, генерационные и термооптич. характеристики, силикатные Л. с. более технологичны и дёшевы. Среди известных марок промышл. Л. с. отечественные силикатные стёкла с Nd^{3+} ГЛС1—ГЛС3, ГЛС5—ГЛС10, фосфатные стёкла с Nd^{3+} ГЛС21—ГЛС27, фосфатные стёкла с Er^{3+} КГСС—0135, зарубежные силикатные стёкла с Nd^{3+} *ED*-2, *Q*-246 (США), фосфатные стёкла с Nd^{3+} *Q*-88, 98, 100 (США), *LHG*-5, 7, 8, 10 (Япония), фосфатные стёкла с Er^{3+} *QE*-7 (США). В табл. приведены некрые характеристики Л. с. с Nd^{3+}.

К недостаткам Л. с. по сравнению с распространёнными диэлектрич. лазерными кристаллами относятся: меньшие значения σ, низкая теплопроводность и худшие механические свойства. Два последних фактора препятствуют созданию лазеров на стекле для работы в непрерывном режиме и в импульсно-периодич. режиме при высокой ср. мощности накачки. Преимущест-

Характеристики некоторых марок лазерных стёкол с Nd^{3+}

Марка лазерного стекла	N, 10^{20} см$^{-3}$	τ уровня $^4F_{3/2}$, мкс	σ перехода $^4F_{3/2}\to{}^4I_{11/2}$, 10^{-20} см^2	n	n_2, 10^{-13} СГСЭ	dn/dT, 10^{-7} К$^{-1}$	W, 10^{-7} К$^{-1}$
ГЛС2 Силикатное (СССР)	1,98	500	2,2	1,53	—	−16	31
ГЛС22 Фосфатное атермальное (СССР)	2,0	300	3,5	1,6	—	−57,5	2
ЕД-2 Силикатное (США)	2,83	300	2,71	1,57	1,52	29	80
Q-100 Фосфатное атермальное (США)	10,7	190	4,4	1,56	1,2	−46	0
LHG-8 Фосфатное атермальное (Япония)	3,1	315	4,2	1,53	1,13	−53	6

вами Л. с. являются относительно простая технология, низкая стоимость, возможность синтеза стекла в больших (до неск. сотен дм^3) объёмах и с высокой оптич. однородностью. Активные элементы (АЭ) лазеров изготавливаются в виде цилиндров, параллелепипедов, дисков, трубок разл. размеров. Площадь поперечного сечения АЭ может быть от единиц мм^2 до десятков см^2, длина — от единиц см до м. Изготавливаются также АЭ в виде волокон.

На стеклянных активных средах созданы миниатюрные лазеры и мощные лазерные системы, работающие в разл. режимах и применяющиеся в медицине, научных исследованиях, геодезии, для технол. целей, а также в экспериментах по управляемому термоядерному синтезу (УТС). Выходная мощность лазерных систем, созданных на стекле с Nd^{3+} для программы УТС, достигает значений 10^{13} Вт в импульсивном режиме при длительности импульса 1 нс. Типичные величины кпд лазеров на стекле с Nd^{3+} 1—5%.

Лит.: Справочник по лазерам, пер. с англ., под ред. А. М. Прохорова, т. 1, М., 1978; Алексеев Н. Е. и др., Лазеры на стеклах, в кн.: Итоги науки и техники. Радиотехника, т. 18, М., 1978; Лазерные фосфатные стекла, под ред. М. Е. Жаботинского, М., 1980. *Б. И. Денкер.*

ЛАЗЕРНЫЙ ГИРОСКОП (фотонный гироскоп) — *квантовый гироскоп*, чувствительным элементом к-рого является кольцевой лазер, генерирующий 2 встречные волны. Действие Л. г. основано на зависимости разности собств. частот кольцевого *оптического резонатора* для встречных волн от скорости его вращения относительно инерциальной системы отсчёта. В отличие от *волоконно-оптического гироскопа*, регистрирующего угл. скорость вращения, Л. г. позволяет определять изменение угла поворота.

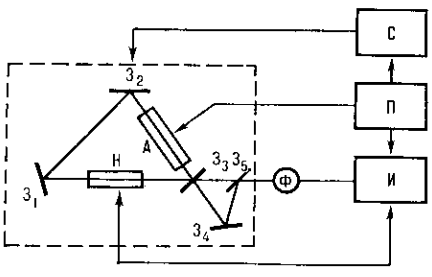


Рис. 1. Принципиальная схема лазерного гироскопа: $З_1$—$З_3$ — зеркала; А — активная среда; $З_4$, $З_5$ — зеркала смесителя встречных волн ($З_5$ — полупрозрачное); Н — невзаимный элемент; Ф — фотодетектор; П — блок питания; С — система стабилизации параметров лазера; И — система обработки информации.

Резонатор кольцевого лазера состоит из 3 (или 4) отражателей (зеркал или призм), установленных на жёстком основании и обеспечивающих замкнутую траекторию (треугольник или прямоугольник) для встречных волн (рис. 1). Возникновение разности частот встречных волн следует из зависимости времени обхода светом вращающегося контура от скорости вращения и направления обхода. Согласно общей теории относительности, разность времён обхода вращающегося контура $\Delta\tau$ (в приближении малости линейной скорости вращения по сравнению со скоростью света c) записывается в виде, к-рый может быть интерпретирован и в рамках классич. кинематики:

$$\Delta\tau=\tau_0\frac{4S\Omega}{cL}\cos\vartheta. \qquad (1)$$

Здесь τ_0 — время обхода неподвижного контура, S, L — площадь и оптич. периметр контура (с учётом показателя преломления), Ω — угл. скорость вращения (в рад/с), ϑ — угол между осью вращения и нормалью к плоскости контура.

Т. к. $\Delta\tau$ связана с различием оптич. путей встречных волн соотношением $\Delta\tau/\tau_0=\Delta L/L$, а L определяет собств. частоты резонатора, частоты вращающегося кольцевого резонатора для встречных волн $\nu_\pm$ (+ для волны, распространяющейся по направлению вращения) становятся разными:

$$\nu_\pm=\nu_0\mp 2\nu_0\frac{S\Omega}{cL}\cos\vartheta. \qquad (2)$$

Здесь $\nu_0=mc/L$ — частота волн в неподвижном резонаторе (m — целое число). Разность $(\nu_- - \nu_+)$ не зависит от формы контура, положения оси вращения относительно центра резонатора и может быть записана в виде

$$\Delta\nu=\nu_- - \nu_+=K\Omega\cos\vartheta\ (\text{Гц}), \qquad (3)$$

где $K=4S/\lambda_0 L$ наз. масштабным коэф. Л. г., $\lambda_0=(\lambda_+ +\lambda_-)/2$ — длина волны излучения покоящегося Л. г.

Разностная частота $\Delta\nu$ ($\sim 10^{-2}$—10^5 Гц) выделяется фотодетектором при пространств. совмещении (смешении) небольшой части энергии ($\lesssim 0{,}1\%$) встречных световых волн ($\nu_\pm\sim 10^{14}$ Гц), выведенной из кольцевого резонатора ($З_1$, $З_2$, $З_3$) через выходное частично прозрачное зеркало $З_3$. Смеситель состоит из зеркал $З_4$, $З_5$ ($З_5$ — полупрозрачное; рис. 1) или спец. призмы с углом при вершине $\simeq 90^\circ$. Синусоидальный сигнал на выходе фотодетектора преобразуется в измерит. устройстве в последовательность импульсов, регистрируемых счётчиком. Число импульсов пропорц. углу поворота в плоскости кольцевого лазера. Один импульс на выходе счётчика соответствует повороту Л. г. на $\Delta\varphi\leqslant 1''$.

Большая величина K позволяет измерять малые скорости вращения при небольших размерах Л. г. Напр., для кольцевого гелий-неонового лазера ($\lambda_0=6{,}328\times 10^{-5}$ см), имеющего резонатор в виде квадрата со стороной 10 см, $K=1{,}58\ 10^5$. При этом суточное вращение Земли, происходящее с угл. скоростью 15 град/ч и регистрируемое на широте 60°, должно давать $\Delta\nu\simeq 10$ Гц. Считая угл. скорость вращения Земли известной и постоянной, можно с точностью $\sim 1'$ определить широту, на к-рой расположен Л. г.

С квантовомеханич. точки зрения Л. г. представляет собой прибор, вращение к-рого вызывает изменение энергий $h\nu_\pm$ и орбитальных моментов $L_\pm$ макроскопич. «орбит» фотонов, распространяющихся во встречных направлениях:

$$h\nu_\pm=h\nu_0\mp l_\pm\Omega, \qquad (4)$$

где $l_\pm=h\nu_\pm\langle R\rangle/c$ — величины проекций орбитальных моментов на нормаль к плоскости кольцевого резонатора, $\langle R\rangle=2S/L$ — эффективный радиус орбиты. Из (4) следует, что $\Delta\nu=\nu_0 4S\Omega/cL$. Учитывая, что $\nu_0/c=\lambda_0$, получим выражение (3).

Зависимость $\Delta\nu(\Omega)$ (выходная характеристика Л. г., рис. 2) в реальном кольцевом лазере отличается от (3)

из-за влияния нелинейных свойств активной среды и наличия связи встречных волн вследствие обратного рассеяния. В области малых Ω связь встречных волн приводит к захвату их частот (см. *Затягивание частоты*). Поэтому выходная характеристика Л. г. имеет область нечувствительности к вращению (зону захвата $-\Omega_{01}$, Ω_{01}). Кроме того, зависимость $\Delta\nu(\Omega)$ имеет гистерезисный характер: частоты, соответствующие входу в зону захвата (Ω_0) и выходу из неё (Ω_{01}), различны. При изменении величины обратного рассеяния R и фазы ε рассеянных волн $\Delta\nu$ изменяется в пределах

$$\Delta\nu = K\left(\Omega^2 \mp \Omega_0^2\right)^{1/2} \quad (|\Omega| \geqslant \Omega_0), \qquad (5)$$

где $\Omega_0(R, \varepsilon)$ — величина зоны захвата ($\Delta\nu=0$ при $|\Omega|<\Omega_0$). Для лучших Л. г. $\Omega_0 \leqslant 10^{-3}$ рад/с.

Для регистрации малых Ω в Л. г. создаётся нач. частотное расщепление встречных волн $\Delta\nu_0$ с помощью небольших ($\Delta\varphi \sim 1'$) в общем случае непериодических

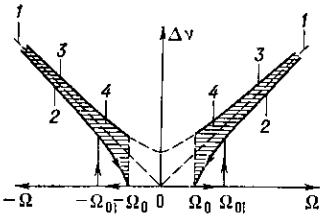


Рис. 2. Частотные характеристики лазерного гироскопа: *1* — идеальная ($\Delta\nu = K\Omega\cos\vartheta$), *2*, *3* — теоретические [$\Delta\nu = K(\Omega^2 \pm \Omega_0^2)^{1/2}\cos\vartheta$], *4* — область реальной характеристики.

угл. колебаний кольцевого лазера. Нач. расщепление может быть создано также с помощью помещаемых внутрь кольцевого резонатора частотных *невзаимных элементов*. Наиб. часто используются невзаимные элементы на основе *Фарадея эффекта*.

В качестве активной среды в Л. г. обычно используется газовая смесь двух изотопов неона (^{20}Ne, ^{22}Ne) с He, характеризующаяся неоднородно уширенной линией рабочего перехода. Это позволяет устранить конкурентное взаимодействие встречных волн и получить высокую стабильность. Исследуются кольцевые лазеры с кристаллич. или стеклообразной активной средой.

Предельная точность измерения $\Omega \sim 10^{-4}$ град/ч определяется естеств. флуктуациями разности частот встречных волн в кольцевом лазере. В реальных Л. г. достигается погрешность измерения $\Omega \sim 10^{-2}$—10^{-3} град/ч при времени измерения ~ 1 с.

Преимущества Л. г. перед традиц. механич. *гироскопами*: возможность использования в системах, где гироскоп жёстко связан с движущимся объектом; цифровой выход информации; большой диапазон Ω; малая чувствительность к перегрузкам и малое время (~ 1 с) запуска.

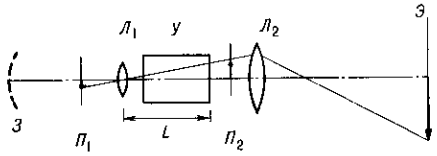
Лит.: Аронович Ф., Лазерные гироскопы, в кн.: Применения лазеров, пер. с англ., М., 1974; Бычков С. И., Лукьянов Д. П., Бакалярж А. И., Лазерный гироскоп, М., 1975; Курицки М. М., Голдстайн М. С., Инерциальная навигация, пер. с англ., «ТИИЭР», 1989, т. 71, № 10, с. 47.

Н. В. Кравцов, А. Н. Шелаев.

ЛАЗЕРНЫЙ МИКРОПРОЕКТОР (лазерный проекционный микроскоп) — проекционный микроскоп, в к-ром для увеличения яркости получаемых изображений используется усилитель яркости (УЯ), действующий на основе стимулированного (вынужденного) излучения. Стимулированное излучение повторяет все свойства вынуждающего, в т. ч. фазу, поляризацию, поэтому УЯ на его основе, не включающий никаких преобразований световых полей, можно ставить в любое место оптич. системы на пути распространяющихся в ней пучков света. При этом возникает только один неустранимый источник помех — собственные шумы квантового усилителя.

Применение УЯ позволяет радикально решить одну из наиб. сложных для всех проекционных систем проблем — проблему проекции с большим увеличением, к-рая заключается в следующем. Для рассмотрения изображения на экране нужно обеспечить определённый уровень освещения. При этом весь световой поток, приходящий на экран, в обычном проекторе должен пройти через микрообъект или отразиться от него. Это означает, что при заданном освещении экрана плотность мощности излучения на объекте, пропорциональная квадрату линейного увеличения, при очень большом увеличении приводит к перегреву объекта или даже к его разрушению. Так, напр., линейное увеличение $\sim 10^3$ уже труднодостижимо.

В простейшей схеме Л. м. (рис.) усиливающий элемент $У$ (напр., газоразрядная трубка с парами меди) служит одновременно и для усиления яркости и для освещения объекта. Спонтанное излучение, усиленное в усилителе, через объектив $Л_1$ освещает изображаемый объект, расположенный в предметной плоскости $П_1$. Свет, отражённый от объекта и рассеянный на нём, снова проходит через объектив $Л_1$ и затем усилитель $У$.



В результате в плоскости $П_2$ образуется увеличенное и усиленное по яркости промежуточное изображение объекта, к-рое через проекционный объектив $Л_2$ переносится на экран $Э$. Возможны и др. схемы, в частности работающие «на просвет». В этом случае за объектом можно поставить зеркало $З$, возвращающее свет на объект. Применяются также схемы с освещением от отд. лазерного источника.

Осн. элемент Л. м.— усилитель яркости, к-рый уже давно и широко используется в лазерах и представляет там собой к.-л. активную среду, помещённую в оптич. резонатор. Пучок света, многократно пробегая между зеркалами, усиливается до тех пор, пока не наступает насыщение усиливающей среды. Структура выходного пучка лазера полностью определяется резонатором; обычно стараются ограничить число генерируемых мод до одной с предельно малой *дифракционной расходимостью*. В оптических же приборах, в т. ч. в Л. м., обычно требуется передать большой объём информации, заложенный в распределении амплитуд и фаз по полю зрения. Т. о., пучки света, распространяющиеся в оптич. системе, должны иметь значит. размеры. Чтобы пропустить такие пучки, УЯ должен иметь достаточную угл. апертуру.

Поле зрения оптич. системы ограничивается размерами УЯ, а разрешающая способность — свойствами применяемого микрообъектива. Если разрешение объектива ограничено только дифракцией, то число разрешаемых элементов на линейном размере поля зрения $N = d_0 d_У / \lambda L$, где d_0 — диаметр объектива, $d_У$ — диаметр усиливающего элемента, λ — длина волны, L — расстояние от объектива до дальнего торца усиливающего элемента. Из этого соотношения видно, что для передачи достаточно большого объёма оптич. информации усиливающий элемент должен иметь достаточно большой диаметр и не быть слишком длинным (что эквивалентно ограничению числа проходов через среду).

Применение усилителя имеет смысл, если он даёт значит. усиление. При этом длина усиливающей среды практически всегда ограничена. При таких условиях нужны коэф. усиления порядка 0,1—1,0 на см длины усиливающей среды. Кроме того, усиливающий элемент должен быть оптически однородным и не вносить заметных искажений, а также обеспечивать на выходе достаточно большую мощность. А для этого УЯ должен работать в режиме, близком к насыщению, когда стимулированное излучение уносит б. ч. энергии, запасённой в активной среде. Удовлетворить всем этим требованиям оказалось возможным далеко не с любой актив-

ной средой. Наиб. удобными здесь оказались газовые лазеры, т. к. их среда из-за малой оптич. плотности не вносит заметных искажений даже при значит. нагреве в процессе работы.

Практически Л. м. удалось построить только после появления импульсных лазеров на парах металлов. В 80-е гг. в качестве УЯ в основном используется усиливающий элемент лазера на парах меди, обеспечивающий усиление на двух линиях с λ=510,6 нм и 578,2 нм. С ним удаётся получать эфф. усиление за один проход $\geqslant 10^4$. При значит. увеличении входного сигнала усилитель насыщается, и усиление падает. Это приводит к появлению ряда особенностей, не свойственных обычным оптич. системам. Так, напр., при значит. насыщении световая мощность на выходе системы весьма слабо зависит от входного сигнала, а значит, и от светосилы системы. Имеются и др. особенности, связанные с возникновением разл. нелинейных эффектов в усилителях при больших мощностях входного сигнала.

Большое усиление и высокий уровень выходной ср. мощности УЯ на парах меди позволил получать изображения микрообъектов с линейным увеличением $>10^4$ и на экранах размерами 10—20 м^2, что недоступно для обычных микропроекторов.

Особый интерес представляет возможность получения усиленных по яркости цветных изображений. Для этого необходимо иметь УЯ, как минимум, для трёх *основных цветов*: красного, зелёного и синего. Для зелёной и красной областей спектра можно применять уже имеющиеся УЯ на парах меди и золота, а для синей области спектра ещё нужно такой усилитель создать.

Лит.: Петраш Г. Г., Казарян М. А., Оптические системы с усилителями яркости, «Природа», 1979, № 4, с. 54; Петраш Г.Г., Усилители яркости для оптических приборов. «Вестн. АН СССР», 1982, № 2, с. 66. *Г. Г. Петраш.*

ЛАЗЕРНЫЙ ОТЖИГ — в узком, первонач. смысле восстановление под действием лазерного излучения кристаллич. структуры приповерхностных слоёв полупроводников, нарушенной *ионной имплантацией*; открыт в 1975 в СССР [1]. Под Л. о. в широком смысле понимают структурные изменения, возникающие на поверхности полупроводников, металлов и диэлектриков под действием как импульсного, так и непрерывного лазерного излучения. При действии на полупроводник лазерного излучения с энергией кванта больше ширины запрещённой зоны поглощение света происходит в тонком приповерхностном слое толщиной $\sim 10^{-4}$—10^{-6} см. При импульсном воздействии, когда интенсивность излучения велика ($I \simeq 10^6$—10^{12} Вт/см^2), в этом слое происходят быстрые (в нано-, пико- и даже субпикосекундном масштабе времени) фазовые превращения: плавление — отвердевание, фазовые переходы аморфное твёрдое тело — кристалл и кристалл — аморфное тело. Эти превращения ведут к структурным изменениям приповерхностных слоёв, к таким, как восстановление регулярной кристаллич. структуры; аморфизация полупроводников и металлов; образование и изменение кристаллич. структуры в нанесённых на поверхность слоях; перераспределение легирующих примесей с целью создания контролируемых профилей концентрации примесей; реакции между поверхностными слоями с образованием сплавов, омических контактов, полупроводниковых плёнок; перераспределение материала на поверхности с образованием упорядоченных поверхностных структур.

Восстановление кристаллической структуры. Ионная имплантация посредством облучения полупроводников ионными пучками широко используется для контролируемого введения в приповерхностные слои легирующих примесей [2]. Столкновения ионов пучка с атомами решётки приводят к нарушению кристаллич. структуры в приповерхностном слое толщиной $l_{\text{имп}} < 1$ мкм, в к-ром возникают кластеры точечных дефектов, дислокации, а при больших дозах имплантации — аморфизация. Для восстановления кристаллич. структуры обычно имплантированные образцы помещают в печь при темп-ре $T_{\text{отж}} \simeq 10^3$ К на время $\tau_{\text{отж}} \simeq$ 20—40 мин, в течение к-рого происходит твердофазная рекристаллизация нарушенного слоя (т. н. тепловой отжиг, ТО). За столь большие времена примеси успевают продиффундировать в глубь образца на расстояние до 1—2 мкм. Однако технология изготовления интегральных схем требует ограничения толщины легированного слоя на уровне 0,1 мкм. Л. о., а также быстрый ТО широкополосными некогерентными источниками излучения отвечают этим требованиям.

При Л. о. лазерный пучок направляется на имплантированную поверхность (рис.) и под его воздействием происходит локальное восстановление кристаллич. структуры; для получения больших, непрерывно отожжённых областей лазерный пучок либо сам образец сканируется.

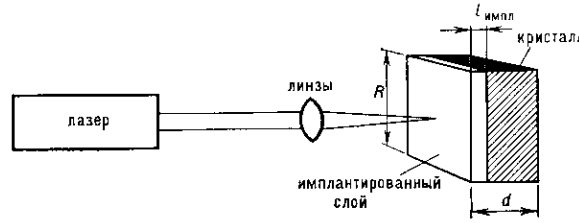


Схема проведения лазерного отжига: d — толщина образца; R — поперечный размер образца; $l_{\text{имп}}$ — толщина имплантированного слоя.

Л. о. объясняется действием теплового механизма, в соответствии с к-рым энергия лазерного излучения, поглощаемая непосредственно электронной подсистемой, практически мгновенно (за время меньшее пикосекунды) путём поэтапной электрон-электронной, электрон-фононной и фонон-фононной релаксации передаётся в решётку и нагревает её от исходной темп-ры T_0 до значения $T_{\text{отж}}(t)$, изменяющегося во времени (аналогичный нагрев может быть создан и при облучении электронными и ионными пучками, к-рые также используются для целей ТО [6].)

В зависимости от плотности энергии импульса W, его длительности $\tau_{\text{и}}$, скорости сканирования (для непрерывных лазеров), а также значений оптич. и тепловых параметров вещества реализуются два осн. режима нагрева и соответственно два режима Л. о.: импульсный Л. о. (ИЛО), при к-ром $T_{\text{отж}} > T_{\text{пл}}$ — темп-ры плавления, и непрерывный Л. о. (НЛО) в режиме теплового потока с темп-рой $T_{\text{отж}} < T_{\text{пл}}$.

При ИЛО за время $\tau_{\text{и}} \simeq 10^{-8}$ с тепло успевает распространиться в глубь образца на длину, не превышающую длину поглощения. Для типичных наносекундных T^3-лазеров, используемых при ИЛО (вторая гармоника Nd : YAG, λ=0,532 мкм; рубиновый лазер, λ=0,694 мкм, $W \gtrsim 0{,}5$ Дж/см^2), длина поглощения в кремнии (Si) $l_{\text{погл}} = 2 \cdot 10^{-4}$ см. Длина диффузии тепла $(2\chi\tau_{\text{и}})^{1/2} \simeq 10^{-4}$ см $< l_{\text{погл}}$ (коэф. теплопроводности $\chi \simeq$ $\simeq 0{,}2$ см^2/с). Концентрация тепла в тонком приповерхностном слое приводит к его плавлению при значениях W, характерных для этих лазеров. Осн. условие ИЛО заключается в том, чтобы глубина расплава $l_{\text{распл}}$ была больше $l_{\text{имп}}$, т. е. поверхностный слой должен быть расплавлен до кристаллич. подложки. Последующая жидкофазная эпитаксиальная рекристаллизация при остывании расплава приводит к восстановлению кристаллич. структуры.

Благодаря возникающим в процессе ИЛО большим градиентам темп-ры реализуются большие скорости движения фронтов расплава ($v_{\text{распл}} \simeq 10$ м/с) и рекристаллизации ($v \simeq 1$ м/с), так что весь отжигающий цикл проходит всего за 100 нс. Поскольку нагревом кристаллич. подложки в течение времени $\tau_{\text{отж}}$ можно пренебречь, этот режим наз. также адиабатическим.

Цикл расплав — рекристаллизация полностью удаляет протяжённые дефекты (дислокации и кластеры точечных дефектов), но оставляет после себя довольно высокую концентрацию (10^{13}—10^{15} см$^{-3}$) точечных дефектов, появление к-рых, по-видимому, связано с высокой скоростью рекристаллизации при ИЛО. Перераспределение примесей в глубь образца происходит на длине диффузии в жидкой фазе $(2D_{ж}\,\tau_{отж})^{1/2} \simeq \simeq 0{,}4\cdot10^{-5}$ см (коэф. диффузии в жидкой фазе $D_{ж} \simeq \simeq 10^{-4}$ см^2/с). При многократном импульсном воздействии за счёт этого эффекта может быть сформирован прямоугольный профиль распределения примесей.

Режим НЛО (режим теплового потока) осуществляется сканированием пучка непрерывного лазера (напр., аргонового мощностью 20 Вт). Время отжига в этом режиме $\tau_{отж} \simeq 1$—10 мс. Длина диффузии тепла $(2\chi\tau_{отж})^{1/2} \simeq 10^{-2}$—$10^{-1}$ см, т. е. по всей толщине образца d (рис.) устанавливается градиент темп-ры, обусловливающий тепловой поток от входной грани к выходной. Распределение темп-ры в плоскости облучаемой поверхности сильно неоднородно $[(2\chi\tau_{отж})^{1/2} < R$, где R — характерный поперечный размер образца $(R \gg d)]$, поэтому для получения однородного отжига необходимо сканирование луча.

При НЛО $T_{отж} < T_{пл}$, так что отжиг происходит за счёт твердофазной эпитаксиальной кристаллизации. Ионы за время отжига успевают продиффундировать всего на $\simeq 10^{-7}$ см, т. е. при НЛО перераспределения примесей практически не происходит. Однако нек-рое количество остаточных дефектов, иногда ухудшающих электрич. свойства отожжённых слоёв, всё же остаётся.

Аморфизация. Одним из наиб. важных факторов, определяющих характер отвердевания из расплава при ИЛО, является скорость движения фронта раздела жидкой и твёрдой фаз. При достаточно малых значениях v образуется кристаллич. фаза. Однако по мере роста v увеличивается число остаточных дефектов, а при превышении нек-рого критич. значения $v_{кр}$ образуется аморфная фаза (для Si эксперим. значение $v \simeq 15$ м/с [4]).

Т. о., кроме восстановления регулярности кристаллич. решётки лазерное воздействие может приводить к обратному эффекту — аморфизации поверхностных слоёв полупроводников и металлов (образованию металлич. стёкол [4]). Аморфная фаза образуется потому, что при больших v атомы просто не успевают занять соответствующие места в кристаллич. решётке. Значение v возрастает с уменьшением глубины расплава, поскольку возрастает градиент темп-ры $dT/dz \simeq (T_{пл} - T_0)/l_{распл}$, поэтому в режиме ИЛО можно, уменьшая интенсивность лазерного излучения ($l_{распл}$ прямо пропорциональна W), достичь критич. значения $v_{кр}$ при нек-ром кр ич. значении $W_{кр}$. Если лазерный пучок имеет гауссово распределение интенсивности по сечению $W(r)$, то аморфная фаза образуется внутри кольца, центр к-рого совпадает с центром лазерного пятна, а внутр. и внеш. радиусы r_1 и r_2 определяются из условий $W(r_1) = W_{кр}$ и $W(r_2) = W_{распл}$, где $W_{распл}$ — пороговая плотность импульса, при к-рой возможен расплав. Лазерная аморфизация получена на Si, Ge, GaAs при действии на них пикосекундных импульсов ($\lambda = =0{,}532$ мкм) и наносекундных импульсов в УФ-диапазоне.

При импульсном Л. о. скорость движения фронта расплава может достигать при УФ-возбуждении наносекундными импульсами значений 200 м/с, а скорость отвердевания — 20 м/с (на пять порядков выше обычной скорости роста кристалла); это даёт уникальную возможность изучения кинетики неравновесных фазовых переходов. Ещё бóльшие скорости достигаются при возбуждении пикосекундными и фемтосекундными импульсами.

Другие структурные изменения при Л. о. Интересным физ. эффектом, связанным с изменением структуры решётки при Л. о., является взрывная кристаллизация. Возникновение её обусловлено тем, что при кристаллизации нек-рой области выделяется скрытая теплота кристаллизации, к-рая приводит к повышению темп-ры, что ещё более увеличивает активационный процесс выделения скрытой теплоты, т. е. кристаллизацию. Процесс резко нарастает, его можно рассматривать как взрывную неустойчивость (при этом необходимо учитывать диффузию тепла). Взрывная кристаллизация наблюдается при определ. условиях как в режиме ИЛО, так и при НЛО [3, 4].

Важным эффектом импульсного лазерного воздействия на конденсированные среды является образование периодич. поверхностных структур — оптически наведённых решёток. При взаимодействии мощного лазерного излучения с поверхностью в результате вынужденного рассеяния на материальных поверхностных возбуждениях (акустических и капиллярных волнах, волнах испарения) в течение длительности импульса $\tau_и$ на поверхности нарастают синусоидальные (а также более сложные) волны модуляции рельефа, что приводит к появлению нелинейного экспоненциально нарастающего во времени оптич. поглощения (поглощательная способность поверхности может возрастать более чем на порядок).

Двумя скрещивающимися когерентными световыми пучками может быть осуществлён интерференционный импульсный Л. о., к-рый приводит к созданию в приповерхностном слое полупроводника периодич. последовательности кристаллич. (отожжённых) и аморфных (неотожжённых) участков. Такая искусственная периодич. поверхностная структура, легко обнаруживаемая при дифракции падающего на неё зондирующего оптич. пучка, очень удобна для исследования условий роста поверхностных кристаллич. слоёв; она позволяет весьма точно определять пороговые значения плотности энергии и глубину кристаллизованного слоя.

Кроме необратимых решёток (оставшихся после действия лазерного импульса) наблюдаются и обратимые решётки, существующие только в течение длительности импульса. Такие обратимые решётки возникают при действии лазерных импульсов на расплавы полупроводников, на жидкие металлы. Наблюдаются не только одномерные, но и двумерные структуры, а также более сложные упорядоченные образования. Периоды ориентации решёток существенно зависят от характеристик лазерного излучения — угла падения, поляризации, частоты, энергии [5].

Несмотря на то, что Л. о. уже достаточно хорошо освоен технологически, имеется ещё ряд принципиальных физ. вопросов, касающихся экспериментов по ИЛО в наносекундном, пикосекундном и фемтосекундном диапазонах и поведению полупроводников в сильном лазерном поле (с интенсивностью 10^7—10^{12} Вт/см^2). Это вопросы о характере и скорости электронной, электрон-фононной и фонон-фононной релаксации при генерации свободных носителей с плотностью до 10^{22} в см^3 за времена (10^{-9}—10^{-14}) с, о состоянии, в к-ром находится эта сверхплотная электронно-дырочная плазма. Не выяснен окончательно (особенно в фемтосекундном и пикосекундном диапазонах) механизм плавления кристалла под действием лазера: имеет ли он место благодаря обычному нагреву решётки или благодаря возникновению плазменно-индуцированных мягких фононных мод; происходит ли плавление после того, как полученная решёткой энергия термализуется среди всех фононных мод, или когда она остаётся сосредоточенной в коротковолновом участке зоны Бриллюэна, а фононы в центре зоны остаются холодными. Эти вопросы интенсивно исследуются теоретически и экспериментально. Для окончательного их разрешения первостепенную важность имеет адекватная эксперим. диагностика. Вопрос о физ. механизме Л. о. послужил мощным стимулом для развития разнообразных методов диагностики сверхбыстрых лазерно-индуцированных фазовых превращений на поверхности. К ним относятся:

линейно-оптич. диагностика (спектроскопия отражения и пропускания), дающая информацию о динамике электронно-дырочной плазмы и фронтов плавления и отвердевания; рентг. диагностика (дифракция) с временны́м разрешением в наносекундном диапазоне, чувствительная к состоянию неск. сотен приповерхностных атомных слоёв; дифракция медленных электронов, дающая информацию о временно́й динамике структурных изменений всего лишь неск. поверхностных атомных слоёв; акустич. спектроскопия, нестационарная электропроводность и др. (см. [5, 6]). Кроме линейно-оптич. методов всё возрастающую роль играют нелинейно-оптич. методы диагностики — генерация оптич. гармоник и комбинационных частот на отражение, дающих структурную информацию [5], а также пико- и фемтосекундная спектроскопия комбинационного рассеяния на оптич. фононах, плазмонах и акустич. колебаниях лазерно-возбуждённого кристалла, «гибридная» техника лазерной пикосекундной электронографии [5], фотоэмиссия.

Лит.: 1) Штырков Е. И. и др., Ионнолегированный слой — новый материал для записи голограмм, «Оптика и спектроскопия», 1975, т. 38, с. 1031; 2) Импульсный отжиг полупроводниковых материалов, Новосиб., 1982; 3) Laser and electron-beam interactions with solids, ed. by B. R. Appleton, G. K. Celler, N. Y., 1982; 4) Laser-solid interactions and transient thermal processing of materials, N. Y., 1983; 5) Ахманов С. А. и др., Воздействие мощного лазерного излучения на поверхность полупроводников и металлов, «УФН», 1985, т. 147, с. 675; 6) Energy beam-solid interactions and transient thermal processing, Pittsburg, 1985.

В. И. Емельянов.

ЛАЗЕРНЫЙ ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ (ЛТС) — одно из направлений в исследованиях по *управляемому термоядерному синтезу* (УТС), основанное на способности лазеров концентрировать энергию в малых объёмах вещества ($<10^{-6}$ см^3) за короткие промежутки времени ($<10^{-10}$—10^{-9} с) и использующее *инерциальное удержание* плазмы. Эта способность лазеров обеспечивает наиб. высокое из известных сейчас контролируемое выделение энергии (10^{19}—10^{20} Вт/см^3), сжатие и нагрев термоядерного горючего до высокой плотности (10^{26} см$^{-3}$) и темп-ры (10 кэВ), при к-рых уже возможны термоядерные реакции. В отличие от *магнитного удержания* плазмы в УТС, в ЛТС время удержания (т. е. время существования плазмы с высокой плотностью и темп-рой, определяющее длительность термоядерных реакций) составляет 10^{-10}—10^{-11} с, поэтому ЛТС может осуществляться только в импульсном режиме. Предложение использовать лазеры для целей УТС впервые было высказано в Физ. институте им. П. Н. Лебедева АН СССР в 1961 Н. Г. Басовым и О. Н. Крохиным.

Термоядерное горючее (равнопроцентная смесь дейтерия и трития) и окружающие его слои др. веществ, имеющие разл. функциональное назначение, образуют лазерную мишень. Полное число термоядерных реакций в мишени заданной массы пропорц. $n\tau$. С ростом плотности n термоядерного горючего скорость реакции растёт линейно, а время инерциального удержания τ уменьшается пропорц. размеру сжатой плазмы и зависит от геометрии мишени: $\tau\sim n^{-1/3}$ — для сферы, $\tau\sim n^{-1/2}$ — для цилиндра, $\tau\sim n^{-1}$ — для плоского слоя. Наиб. предпочтительной формой сжимаемой мишени оказывается сферическая: $n\tau\sim n^{2/3}$.

В совр. ЛТС исследуется сжатие сферич. DT-мишени под действием на неё коротковолнового ($\lambda\leqslant 1$ мкм) и длинноволнового (1 мкм$<\lambda\leqslant$10,6 мкм) лазерного излучения (ЛИ), а также рентгеновского, образующегося в результате конверсии лазерного излучения. Ниже будет рассматриваться только действие ЛИ, условное деление к-рого на коротковолновое и длинноволновое определяется физ. процессами в мишени.

Физические процессы в мишени [1—3]. Сферич. лазерная термоядерная мишень содержит ряд концентрич. сферич. оболочек. Внешняя (испаряемая) — аблятор, затем слой, аккумулирующий кинетич. энергию при движении к центру симметрии, далее возможно расположение теплоизолирующих слоёв и экранов, предохраняющих внутр. слой из DT-льда (или газа под давлением от единиц до сотен атмосфер) от предварительного прогрева быстрыми электронами и рентг. излучением из короны.

ЛИ фокусируется сферически-симметрично на поверхность мишени. При плотности потока $q\approx 10^{14}$ Вт/см^2 за времена, много меньшие длительности лазерного импульса ($\tau_{лаз}\simeq 10^{-9}$ с), вещество аблятора испаряется, диссоциирует, ионизуется и превращается в плазму (т. н. корону) с характерными темп-рой $T\sim 10^7$ К$\approx$ ≈ 1 кэВ и плотностью $n_e\simeq 10^{18}$—10^{22} см$^{-3}$, разлетающуюся навстречу лазерным лучам со скоростью 300$\div$ $\div$1000 км/с. Далее ЛИ распространяется по плазме вплоть до слоя с критич. плотностью $n_{кр}$, связанной с длиной волны ЛИ λ соотношением

$$\lambda = 2\pi c\sqrt{\frac{m_e}{4\pi e^2 n_{кр}}} \approx \left(\frac{10^{21}}{n_{кр}}\right)^{1/2} \text{ мкм},$$

где m_e, e — масса и заряд электрона.

ЛИ взаимодействует с плазмой: преломляется, отражается, поглощается и рассеивается. Осн. механизмы поглощения: тормозное; резонансное, связанное с возбуждением плазменных колебаний вблизи $n_{кр}$ продольной (вдоль градиента плотности) компонентой электрич. поля ЛИ, возникающей при наклонном падении лазерного луча на мишень; аномальные (нелинейные, параметрические) процессы (напр., распад лазерного фотона на два плазмона).

Осн. виды рассеяния (и, следовательно, отражения) ЛИ — это вынужденное комбинационное рассеяние и *Мандельштама — Бриллюэна рассеяние*. Комптоновское рассеяние в «короне» мишени не существенно.

Для коротковолновых лазеров при $q\simeq 10^{14}$ Вт/см^2 определяющим является тормозное поглощение; при $n_e<n_{кр}$ коэф. поглощения

$$\varkappa\simeq 1{,}7\cdot 10^{-41}\cdot Zn_e^2(1\text{ кэВ}/T)^{3/2}(\lambda/1\text{ мкм})^2\ [\text{см}^{-1}].$$

С увеличением плотности потока роль тормозного поглощения падает (т. к. $T\sim q^{2/3}$) и возрастает значение резонансного поглощения.

Для длинноволновых лазеров практически во всём исследованном для целей ЛТС диапазоне потоков ЛИ определяющим является резонансное поглощение. В этом случае частота плазменных колебаний вблизи $n_{кр}$ находится в резонансе с частотой ЛИ, что приводит к существенному (в десятки раз) увеличению амплитуды электрич. поля плазменных колебаний, на к-ром происходит ускорение электронов. Т. о., область плазмы с плотностью $\sim n_{кр}$ является зоной поглощения излучения и генерации т. н. быстрых электронов. При резонансном поглощении поляризованного света в оптимальных условиях, определяемых углом наклона падающих лучей, поглощается ок. 50% падающего излучения. Спектр быстрых электронов приближённо имеет *Максвелла распределение*, их темп-ра $T_{б.э.}$ в $\sim$10 раз выше темп-ры плазменных электронов и может быть определена с помощью интерполяционных ф-л:

$$T_{б.э.} = \begin{cases} 7{,}7\cdot 10^{-10}(q\lambda^2)^{2/3} & \text{для } q\lambda^2 < 10^{15}; \\ 1{,}4\cdot 10^{-3}(q\lambda^2)^{1/4} & \text{для } q\lambda^2 > 10^{15}. \end{cases}$$

Здесь q выражено в Вт/см^2, λ в мкм и T в кэВ.

Для длинноволновых лазеров, когда вся поглощённая энергия переходит в быстрые электроны, их количество $N_{б.э.}$, возникающее в единицу времени, может быть определено из равенства поглощённой лазерной мощности Q энергии рождающихся (в единицу времени) быстрых электронов: $Q=N_{б.э.}\cdot(3/2)T_{б.э.}$.

Экспериментально установлено, что доля поглощённой энергии при $q\simeq 10^{14}$ Вт/см^2 и $\tau_{лаз}\simeq 10^{-9}$ с составляет 0,25—0,9 для лазеров с длинами волн 10,6 — 0,26 мкм соответственно.

Дальнейший перенос энергии из зоны поглощения в более плотные слои мишени ($n_e\simeq 10^{23}$ см$^{-3}$) осуществляется электронами (электронная теплопроводность). Тепловой поток приводит к испарению и нагреву новых

частей вещества аблятора, в результате чего вся лазерная энергия преобразуется в тепловую и кинетич. энергию разлетающегося вещества. На границе испарения формируется импульс т. н. а б л я ц и о н н о г о д а в л е н и я, складывающегося из теплового давления и реактивного давления разлетающейся плазмы (при темп-ре $\simeq 1$ кэВ, скорость разлёта в более плотные слои к центру мишени составляет $\simeq 300$ км/с, давление более 10^6 атм).

Под действием этого давления неиспарённая часть мишени движется к центру симметрии и сжимается. Как правило, длительность лазерного импульса примерно равна времени сжатия. Для мишени в виде тонкой оболочки процесс сжатия описывается т. н. моделью тонкой оболочки:

$$M\frac{du}{dt}=4\pi R^2 2\rho v^2; \quad \frac{dM}{dt}=-4\pi R^2\rho v$$

($M=4\pi R^2\cdot\Delta R\rho_0$ — масса оболочки, R — текущий радиус мишени, ΔR — толщина оболочки, ρ_0 — плотность оболочки, u — скорость сжатия, v — скорость разлёта «короны»). Решение зависит от единственного параметра $\beta=R\rho/\Delta R\cdot\rho_0$. Важными величинами являются скорость сжатия $u=(0{,}5—1)c_{зв}$ и кинетич. энергия оболочки $Mu^2/2$. Величина $\gamma=(Mu^2/2)/\int Qdt$, наз. г и д р о д и н а м и ч е с к о й э ф ф е к т и в н о с т ь ю, определяет долю поглощённой энергии, перешедшей в кинетич. энергию сжимающейся оболочки, по отношению ко всей энергии ЛИ. Это важный параметр для характеристики энергетич. проблемы ЛТС. В сферич. мишенях она зависит от β и составляет 3—15%; в предельном случае плоского слоя ($R\to\infty$) может достигать 41%. Одновременно с трансформацией поглощённой энергии в кинетическую происходит сжатие термоядерного горючего и неиспарённого вещества оболочки ударными волнами и адиабатич. сжатие за счёт движения оболочки, играющей роль поршня. Препятствиями к достижению сверхвысокого сжатия являются: нагрев вещества ударными волнами, быстрыми электронами, рождающимися при поглощении ЛИ, и рентг. излучением из «короны»; рэлеевская—тейлоровская неустойчивость (см. *Неустойчивости плазмы*) процесса сжатия, связанная с неоднородностями мишени и распределением поглощённой энергии на её поверхности. Препятствия первой группы устраняются выбором соответствующего диапазона плотности потока ($10^{14}—10^{15}$ Вт/см^2) и длины волны лазера ($\lambda\simeq 0{,}3—0{,}5$ мкм), временной формы лазерного импульса и устройства мишени. Для устойчивого сжатия мишени относительная точность в её изготовлении должна быть не менее 1%, а колебания однородности облучения не более 5%. Как показывают теоретич. расчёты, при выполнении этих условий периферийная часть термоядерного горючего может быть сжата до плотности $10^2—10^3$ г/см^3 при темп-ре 0,5—1 кэВ, а центр. часть (1—10% от всей массы DT-горючего) нагрета до $\simeq 10$ кэВ (10^8 К) при меньшей плотности (5—50 г/см^3), что достаточно для возбуждения самоподдерживающейся термоядерной реакции. Термоядерное воспламенение происходит вблизи центра симметрии мишени, а затем распространяется на периферию.

Центр мишени можно окружить спец. теплоизолирующими слоями, облегчающими инициирование термоядерных реакций. Для развития интенсивного горения центр. зона ($T\simeq 10$ кэВ) должна быть достаточной по размерам для замедления и сохранения в ней α-частиц, образующихся в результате термоядерных реакций и имеющих энергию 3,6 мэВ. Размер d центр. зоны можно определить из сравнения его с длиной замедления α-частиц указанной энергии: $nd\geqslant 0{,}2—0{,}4$ г/см^2.

Расчётный коэф. усиления K (отношение выделившейся термоядерной энергии к энергии лазера) может достигать $10^2—10^3$, что достаточно (в случае подтверждения этих данных на опыте) для создания экономически рентабельной термоядерной электростанции.

Для осуществления микровзрыва с таким коэф. усиления энергия лазерного импульса должна составлять 1—3 МДж, а для демонстрации физ. порога зажигания достаточно нескольких сотен кДж.

Энергетика ЛТС. На рис. 1 представлена возможная схема использования ЛТС в замкнутом энергетич. цикле с полезным энергетич. выходом. Энергия лазера

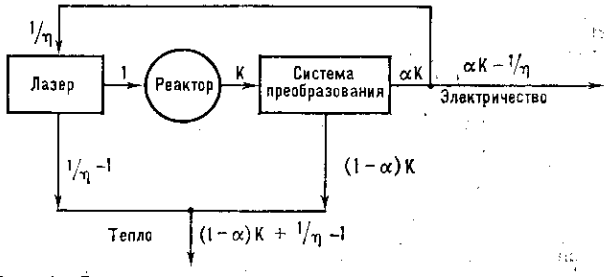


Рис. 1. Схема замкнутого энергетического цикла с использованием ЛТС.

в реакторе трансформируется в термоядерную с коэф. усиления K. Затем происходит частичное преобразование термоядерной энергии в электрическую (αK) и тепловую $(1—\alpha)K$, где α — кпд системы преобразования. Часть энергии ($1/\eta$, η — кпд лазера) необходимо вернуть в систему для накачки лазера. Т. о., полезный энергетич. выход в виде электрич. энергии составляет $\alpha K—1/\eta$, остальная энергия $(1—\alpha)K+1/\eta—1$ реализуется в виде тепла. При определ. отношении ξ электрич. энергии к тепловой $\xi=(\alpha K—1/\eta)/[(1—\alpha)K+1/\eta—1]$ получается зависимость необходимой эффективности лазера от коэф. усиления (рис. 2). При кпд лазера 3% необходим коэф. усиления 170, при коэф. усиления $>10^3$ эффективность используемых лазеров может быть снижена до 0,5%.

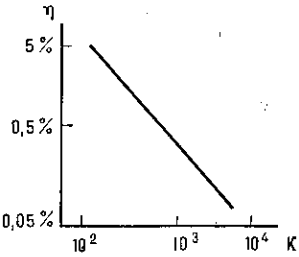


Рис. 2. Зависимость необходимой эффективности лазера η от коэффициента усиления реактора.

Термоядерный микровзрыв мишени и последующее использование и преобразование энергии осуществляется в лазерном термоядерном реакторе.

Лазер для энергетич. реактора, по совр. представлениям, должен обладать след. параметрами: энергия 1—3 МДж; длительность импульса $(2—3)\cdot 10^{-8}$ с; $\lambda\approx$ $\approx 0{,}25—0{,}5$ мкм; кпд 5—10%; частота повторения импульсов 1—10 Гц; расходимость луча должна быть достаточной для фокусировки её на мишень размером 1 см

Крупнейшие действующие лазерные установки (1987)

	Энергия, кДж	Длительность импульса, с	Длина волны, мкм	Число пучков
«Нова» (Ливермор, США) . . .	20—100	$10^{-10}—10^{-9}$	Nd-лазер 0,35—1,06	20
«Гекко XII» (Осака, Япония) . .	20	$10^{-10}—10^{-9}$	Nd-лазер 0,53—1,06	12
«Лекко VIII» (Осака, Япония)	10	$10^{-10}—10^{-9}$	CO_2-лазер 10,6	8
«Дельфин-1» (ФИАН, СССР)	2	$(1{,}5—4)\cdot 10^{-9}$	Nd-лазер 1,06	6
«Омега» (Рочестер, США) . . .	3	$0{,}7\cdot 10^{-9}$	Nd-лазер 0,35—1,06	24

при транспортировке энергии на 30—50 м до камеры реактора.

Современное состояние исследований. Исследования ЛТС проводятся в СССР, США, Японии, Великобритании, Франции, ФРГ, ПНР, ГДР, ЧССР и (в меньших масштабах) в др. странах.

Осн. эксперим. результаты: коэф. поглощения до 90% (при $\lambda=0{,}25$ мкм); скорость разлёта оболочки к центру мишени $\simeq 200$ км/с; сжатие $D\,T$-горючего $\simeq 20$ г/см^3 (при темп-ре $\simeq 0{,}5$ кэВ); параметр $n\tau \simeq \simeq 10^{15}$ см$^{-3}$ с; темп-ра $D\,T \simeq 7$ кэВ (при плотности 0,1—0,3 г/см^3); нейтронный выход $\simeq 10^{11}$ нейтронов. Эти характеристики были получены в разл. экспериментах в лабораториях СССР, США и Японии. Предполагается, что демонстрационный лазерный термоядерный реактор будет построен в 90-х гг. 20 в.

Лит.: Басов Н. Г., Розанов В. Б., Соболевский Н. М., Лазерный термоядерный синтез в энергетике будущего, «Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт», 1975, № 6, с. 3; Брюкнер К., Джорна С., Управляемый лазерный синтез, пер. с англ., М., 1977; Афанасьев Ю. В. и др., Взаимодействие мощного лазерного излучения с плазмой, в кн.: Итоги науки и техники. Радиотехника, т. 17, М., 1978; Теория нагрева и сжатия низкоэнтропийных термоядерных мишеней, «Тр. ФИАН», 1982, т. 134; Басов Н. Г. и др., Нагрев и сжатие термоядерных мишеней, облучаемых лазером, в кн.: Итоги науки и техники. Радиотехника, т. 26, ч. 1—2, М., 1982. *Е. Г. Гамалий, В. Б. Розанов.*

ЛАЗЕРЫ НА КРАСИТЕЛЯХ (ЛК) — *лазеры*, активными веществами к-рых служат сложные органич. соединения, обладающие системой сопряжённых связей и интенсивными полосами поглощения в ближней УФ-, видимой или ближней ИК-областях спектра. Большинство красителей, используемых в ЛК, флуоресцируют, спектры их флуоресценции образуют широкие (до 10^3 см$^{-1}$), как правило, бесструктурные полосы. Вынужденное излучение красителей возникает в результате переходов между разл. колебат. подуровнями (образующими широкие сплошные зоны энергий) первого возбуждённого и основного синглетных электронных состояний.

Обычно в ЛК используют растворы красителей (растворители — вода, спирты, производные бензола и т. п.), реже активированные красителями полимерные материалы — полиметилметакрилат, эпоксидные смолы, полиуретан и др. Особую разновидность представляют лазеры на парáх сложных органич. соединений.

Гл. особенность ЛК — возможность перестройки длины волны генерируемого излучения λ в широком диапазоне длин волн: 330 нм — 1,8 мкм. Грубая перестройка производится заменой красителя. Чтобы перекрыть указанный диапазон, необходим набор примерно из 30 соединений (общее число красителей, на к-рых получен эффект генерации, приближается к 10^3). В фиолетовой и УФ-областях спектра наиб. эффективно работают оксазолы и оксадиазолы, в сине-зелёной — кумарины, в жёлто-красной — родамины, в ближней ИК-области спектра — полиметиновые красители. Ширина спектра генерации может составлять неск. сотен см$^{-1}$. Для сужения спектра генерации и плавной перестройки λ в пределах полосы усиления красителя в резонатор ЛК вводят спектрально-селективные элементы (отражат. дифракционные решётки, дисперсионные призмы, интерферометры Фабри — Перо, интерференционно-поляризационные фильтры).

Накачка ЛК осуществляется излучением импульсных ламп и лазеров др. типов. ЛК с ламповой накачкой работают в импульсном режиме, генерируя чаще всего импульсы длительности $\sim$мкс. Их кпд $\sim 1\%$, выходная энергия от долей до неск. сотен Дж. Спектральный диапазон обычно ограничен видимой областью. ЛК с ламповой накачкой могут работать частотой повторения импульсов 50—100 имп./с при ср. мощности выходного излучения в сотни Вт.

ЛК с лазерной накачкой по устройству и параметрам варьируются в зависимости от типа лазера накачки. Существуют ЛК непрерывного и импульсного режимов. Для получения непрерывного режима в качестве источников накачки используются ионные *газовые лазеры* на Ar или Kr с мощностью излучения от единиц до десятков Вт. Кпд непрерывных ЛК составляет неск. десятков %, λ может при смене красителей перестраиваться по всему диапазону от 360 нм до 1 мкм.

Для накачки красителей в импульсном режиме применяют лазеры на N_2, иттрий-алюминиевом гранате с примесью Nd, парáх Cu, на рубине, *эксимерные лазеры*. При накачке азотными лазерами генерируются импульсы длительностью 1—10 нс, с пиковой мощностью порядка единиц или десятков кВт, при частоте повторения ~ 100 имп./с. Перестройка спектра при смене красителей может осуществляться по всему видимому диапазону. При использовании лазера на иттрий-алюминиевом гранате (2-я и 3-я гармоники) выходная мощность может достигать сотен кВт при длительности импульса 30 нс и частоте повторения неск. десятков имп./с. Более высокую частоту повторения импульсов (неск. десятков кГц) обеспечивает лазер на парáх Cu. В этом случае ср. мощность излучения ~ 1 Вт, длительность импульса 5—10 нс, диапазон перестройки ограничен жёлто-красной областью спектра. Рубиновый лазер позволяет при использовании основной частоты и второй гармоники получить перестройку спектра в максимально широком диапазоне — от 360 до 1000 нм. Эксимерные лазеры обеспечивают высокие мощности излучения в синей и УФ-областях спектра (1—2 МВт).

Особый класс составляет ЛК с распределённой обратной связью (РОС). В РОС-лазерах роль резонатора играет структура с периодич. изменением показателя преломления и (или) усиления. Обычно она создаётся в активной среде под действием двух интерферирующих пучков накачки. РОС-лазер характеризуется узкой линией генерации ($\sim 10^{-2}$ см$^{-1}$), к-рая может легко перестраиваться в пределах полосы усиления путём изменения угла между пучками накачки. ЛК наиболее эффективны для генерации ультракоротких импульсов излучения. Самые короткие импульсы ($\sim 10^{-14}$ с) достигнуты в непрерывных ЛК с пассивной синхронизацией мод.

ЛК применяют для спектроскопич. исследований, что позволяет повысить чувствительность, спектральное и временно́е разрешение на много порядков по сравнению с традиционными методами спектроскопии (см. *Лазерная спектроскопия*).

Лит.: Рубинов А. Н., Томин В. И., Оптические квантовые генераторы на красителях и их применение, в кн.: Итоги науки и техники. Радиотехника, т. 9, М., 1976; Лазеры на красителях, пер. с англ., М., 1976. *А. Н. Рубинов.*

ЛАЗЕРЫ НА СВОБО́ДНЫХ ЭЛЕКТРО́НАХ (ЛСЭ) — генераторы эл.-магн. колебаний, в к-рых активной средой является поток электронов, колеблющихся под действием внеш. электрич. и (или) магн. поля и перемещающихся с релятивистской поступат. скоростью $v_{\parallel}$ в направлении распространения излучаемой волны. Благодаря *Доплера эффекту* частота излучения электронов в ЛСЭ во много раз превышает частоту колебаний электронов Ω:

$$\omega \simeq s\Omega \Big/ \left(1 - \frac{v_{\parallel}}{c}\cos\varphi\right). \qquad (1)$$

Здесь $s=1, 2, \ldots$ — номер гармоники, φ — малый угол между направлением поступат. движения частиц и направлением излучения волны: $\varphi \leqslant \gamma^{-1}$, где $\gamma = 1/\sqrt{1-(v/c)^2}$ — фактор Лоренца, $v=\sqrt{v_{\parallel}^2+v_{\perp}^2}$ — полная скорость частицы. Достоинство ЛСЭ — возможность плавной широкодиапазонной перестройки частоты (ω) генерации изменением $v_{\parallel}$ или φ.

Наиб. коротковолновыми являются разновидности ЛСЭ, в к-рых колебат. движение электронам (накачка) сообщается пространственно-периодическим статич. полем ондулятора $A_{\text{н}} = A_0\cos 2\pi z/d$ (убитрон; рис. 1, а; см. *Ондуляторное излучение*) либо полем мощной волны накачки $A_{\text{н}} = A_0\cos(\omega_{\text{н}}t - k_{\text{н}}r)$ (т. н. комптонов-

ский лазер, или скаттрон; рис. 1, *б*). Здесь $A_н$ — вектор-потенциал поля накачки, d — период ондулятора, $\omega_н$ — частота накачки, $k_н$ — волновой вектор, r — радиус-вектор. Частота колебаний частиц в этих случаях $\Omega=2\pi v_{||}/d$ и $\Omega=\omega_н-k_н v_{||}$. Эти способы накачки близки по характеру воздействия на электроны, поскольку периодическое статич. поле воспринимается движущейся частицей как волна.

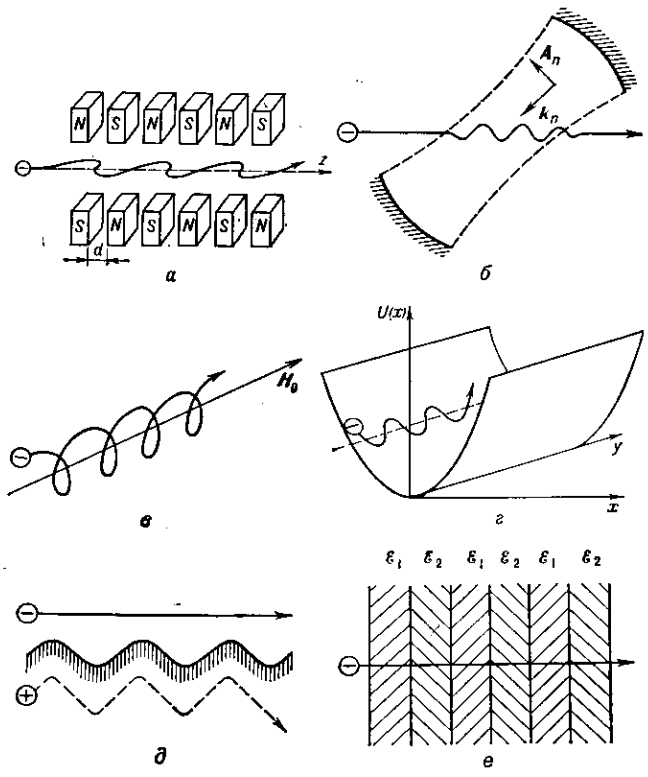


Рис. 1. Системы накачки колебательной энергии частиц в основных разновидностях ЛСЭ: *а* — в убитроне, *б* — в скаттроне, *в* — в мазере на циклотронном резонансе, *г* — в строфотроне, *д* и *е* — во флиматронах.

Др. типы ЛСЭ основаны на вынужденном *тормозном излучении* электронов: а) вращающихся в однородном магн. поле H_0 с *циклотронной частотой* (*мазер на циклотронном резонансе*; рис. 1, *в*); б) колеблющихся в поперечно-неоднородном электростатич. поле $U(x)$ (строфотрон; рис. 1, *г*). Кроме того, ЛСЭ могут быть основаны на черенковском излучении и *переходном излучении* частиц, движущихся равномерно и прямолинейно в пространственно-периодич. структурах (флиматроны; рис. 1, *д*, *е*). При этом колеблются не электроны исходного пучка, а их зеркальные изображения ⊕ в структурах (пунктир на рис. 1, *д*). Суммарный диапазон, охватываемый перечисленными разновидностями ЛСЭ, простирается от СВЧ- до УФ-диапазона.

При квантовом описании возможность преобладания в ЛСЭ вынужденного излучения над поглощением объясняется небольшим различием частот волн, к-рые электрон способен излучить ($\omega_и$) и поглотить ($\omega_п$). Это различие обусловлено отдачей, испытываемой электроном при излучении или поглощении кванта, а в ряде случаев также отклонением от эквидистантности спектра колебат. уровней электрона (напр., уровней электрона в однородном магн. поле, см. *Ландау уровни*). Т. к. в реальных условиях уширение спектральных линий, обусловленное конечностью времени пребывания в пространстве взаимодействия с волной (естеств. ширина линии), существенно больше разности частот ($\omega_и-\omega_п$), то вынужденное излучение и поглощение раздельно не наблюдаются, а преобладание излучения над поглощением имеет место для волны, частота к-рой ω ближе к $\omega_к$.

В ЛСЭ электрон излучает в элементарном акте квант, энергия к-рого во много раз меньше исходной энергии частицы: $\hbar\omega\ll mc^2\gamma$. Это позволяет каждому электрону в процессе взаимодействия с волной излучить много квантов ($\sim10^3$—10^8). Поэтому движение и излучение частиц могут быть описаны ур-ниями классич. электродинамики, а сами ЛСЭ являются по существу классич. приборами, родственными *лампе бегущей волны*, *клистрону* и др. электронным СВЧ-генераторам. Вынужденному излучению в ЛСЭ при классич. описании отвечает самосогласованный процесс, включающий в себя группирование электронов в сгустки под действием затравочной (сигнальной) волны

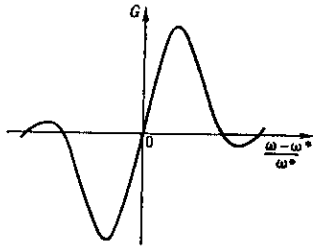


Рис. 2. Зависимость от частоты коэффициента усиления G волны в ЛСЭ-генераторе.

$$A_с=\mathrm{Re}\{A(z)\exp i(\omega t-kz)\},$$

и последующее усиление этой волны в результате когерентного излучения образовавшихся электронных сгустков.

В ЛСЭ-генераторах с высокодобротными резонаторами коэф. усиления G волны за один проход волны через резонатор (в режиме малого сигнала) определяется выражением

$$G=\frac{1}{4}\frac{\omega_в^2}{\omega^2}(kL)^3\mu\varkappa^2\frac{d}{d\xi}\left(\frac{\sin\xi}{\xi}\right)^2,\quad \xi=(\omega-\omega^*)L/V_{||},\quad (2)$$

$\varkappa$ — параметр связи электронов с волной, пропорциональный осцилляторной скорости частиц; $\mu=\frac{\gamma}{\omega}\left(k\frac{dv_{||}}{d\gamma}+s\frac{d\Omega}{d\gamma}\right)$ — параметр, характеризующий темп группировки частиц; ω^* — частота точного синхронизма, $\omega_в=(4\pi e^2n/m\gamma)^{1/2}$ — плазменная частота; n — невозмущённая плотность электронов в пучке (рис. 2). В безрезонаторных ЛСЭ-усилителях

$$G=\frac{1}{3}\exp\left[\frac{\sqrt{3}}{2}\left(\frac{\omega_в^2}{2\omega^2}\mu\varkappa^2\right)^{1/3}kL\right].\quad (3)$$

Эффективность преобразования энергии электронного пучка в излучение (электронный кпд) η ограничивается выходом теряющих энергию частиц из резонанса с усиливаемой волной. При постоянной частоте осцилляций и фазовой скорости волны

$$\eta\sim\frac{1}{\mu\Gamma sN},\quad (4)$$

где $\Gamma=\omega/s\Omega$ — доплеровское преобразование частоты, $N=\Omega L/2\pi v_{||}$ — число колебаний частиц в пространстве взаимодействия. Для ЛСЭ, основанных на ондуляторном, черенковском, переходном излучениях частиц, а также на рассеянии волны накачки, параметр группировки частиц относительно велик: $\mu=\gamma^2$. Поэтому при большом доплеровском преобразовании частоты, когда $\Gamma\sim\gamma^2$, кпд ЛСЭ сравнительно невысок

$$\eta\sim1/sN\quad (5)$$

и пропорционален ширине полосы активного вещества (рис. 2). Высокий кпд $\eta\sim1$ в таких разновидностях ЛСЭ достигается при переменной фазовой скорости синхронной волны в режиме захвата электронов пучка полем волны и последующего их адиабатич. торможения.

Для ЛСЭ, основанных на индуцированном циклотронном излучении, вблизи резонанса, когда фазовая скорость волны $v_ф\to c$ ($\varphi\to0$), параметр группировки

частиц $\mu=\sin^2\varphi$ сколь угодно мал в соответствии с (4), высокий кпд достижим при $v_\Phi=\text{const}$ в постоянном магн. поле.

На возможность получения коротких волн путём доплеровского преобразования частоты излучения предварительно сформированных из сгустков колеблющихся частиц впервые указали В. Л. Гинзбург и Г. Моц (H. Motz) (кон. 40-х — нач. 50-х гг.). Однако предложение о получении таким способом вынужденного излучения было сформулировано позднее, уже после развития теории вынужденного излучения в системах классич. электронных осцилляторов и реализации основанных на этом принципе слаборелятивистских электронных мазеров. Впервые ЛСЭ в ИК-диапазоне реализованы в США Дж. Мейди (J. Madey) с сотрудниками на базе Стэнфордского линейного ускорителя электронов в 1976—77.

Лит.: Релятивистская высокочастотная электроника, Горький, 1979; Генераторы когерентного излучения на свободных электронах. Сб. ст., пер. с англ., М., 1983; Маршалл Т., Лазеры на свободных электронах, пер. с англ., М., 1987.

В. Л. Братман, Н. С. Гинзбург.

ЛАЗЕРЫ НА ЦЕНТРАХ ОКРАСКИ (ЛЦО) — *лазеры*, в к-рых активной средой служат *ионные кристаллы* с *центрами окраски*. Под воздействием ионизирующих излучений (γ-лучей, электронов высокой энергии, рентг. лучей, нейтронов) либо при нагреве в парáх щелочных или щелочноземельных металлов в оптически прозрачных, бесцветных кристаллах возникают *вакансии*, локализующие на себе за счёт кулоновского притяжения

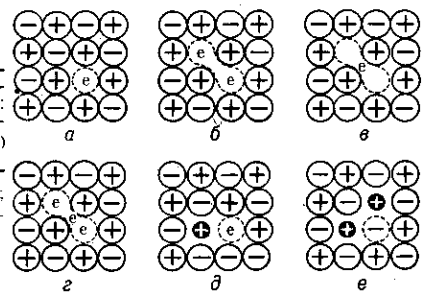


Рис. 1. Центры окраски в щёлочно-галоидных кристаллах: *а*) *F*-центр; *б*) F_2-центр; *в*) F_2^+-центр; *г*) F_2^--центр; *д*) F_A-центр; *е*) F_B-центр; примесные ионы — чёрные кружки.

электроны. Связанные системы положительно заряженных вакансий и электронов наз. электронными центрами окраски, т. к. их присутствие в кристалле обусловливает его окрашивание — возникновение полос поглощения и излучения в оптич. диапазоне. Центры окраски могут эффективно поглощать и испускать кванты света, т. е. являются рабочими центрами активных сред перестраиваемых лазеров. По принципу действия и характеристикам ЛЦО подобны *лазерам на красителях*.

Наиб. простым центром окраски является *F*-центр — вакансия аниона (отрицательно заряженного иона в двухатомном ионном кристалле), захватившая один электрон e^- (рис. 1, *а*). Все центры, на к-рых получена лазерная генерация, являются производными от *F*-центров. Так, F_2-центр представляет собой пару соседних *F*-центров, сильно связанных друг с другом (рис. 1, *б*); при потере F_2-центром одного электрона образуется F_2^+-центр (рис. 1, *в*), при захвате — F_2^--центр (рис. 1, *г*). Если в решётку кристалла (матрицу) введены примеси, заместившие нек-рые из катионов (чёрные кружки), то *F*-центр, рядом с к-рым расположен примесный катион (напр., Li^+ вместо K^+ в решётке KCl), обозначают индексом *A* (напр., F_A, рис. 1, *д*), а центр, рядом с к-рым расположились 2 примесных катиона (рис. 1, *е*),— индексом *B*.

Спектральное положение электронно-колебат. полос поглощения и люминесценции центров зависит от типа центров и параметров матрицы. Выбором кристалла для одних и тех же центров можно смещать диапазон генерируемых длин волн λ, перекрывая область от 2,2 до 3,3 мкм для F_A и F_B (рис. 2) и от 0,82 до 2 мкм для F_2^+ (рис. 3). Создание комплексов квазимолекулярных центров F_2 и F_2^+, ассоциированных с примесями одно- и двухвалентных металлов, вводимых в матрицу, также позволяет сдвигать полосы поглощения и люминес-

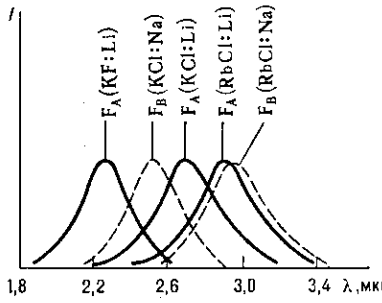


Рис. 2. Зависимость полос люминесценции центров F_A и F_B от вида матрицы (*I* — интенсивность излучения); с увеличением постоянной решётки полосы сдвигаются в сторону бóльших λ.

ценции (на 10^3 Å), ещё более расширяя область перестройки λ.

ЛЦО действуют по схеме, к-рую можно свести к четырёхуровневой (рис. 4). Накачка идёт в широкой полосе электронно-колебат. спектра (переход $\mathcal{E}_1 \to \mathcal{E}_2$) шириной 1500—2500 Å. Далее за время $t\sim$

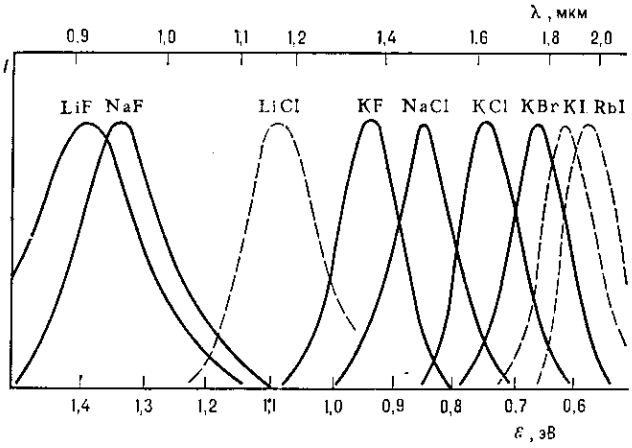


Рис. 3. То же для F_2^+-центров.

$\sim 10^{-12}$—10^{-13} с идёт безызлучательная релаксация по колебат. подуровням ($\mathcal{E}_2 \to \mathcal{E}_3$). Затем следует излучат. переход в широкой полосе ($\mathcal{E}_3 \to \mathcal{E}_4$, с сечением $\sim 10^{-17}$ см² и вероятностью 10^7—10^8 $с^{-1}$) и опять быстрая безызлучательная релаксация вниз по колебат. подуровням основного состояния ($\mathcal{E}_4 \to \mathcal{E}_1$).

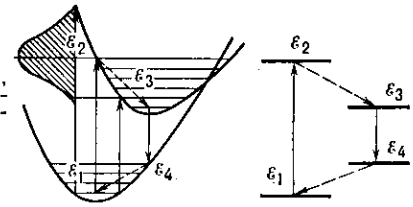


Рис. 4. Схема уровней, иллюстрирующая лазерное действие центров окраски.

Различают низко- и высокотемпературные ЛЦО. Так, для квазиатомных F_A- и F_B-центров величина кванта тепловых потерь (стоксов сдвиг) в неск. раз превосходит энергию излучат. перехода, что вызывает увеличение с ростом *T* вероятности безызлучательных релаксационных переходов $\mathcal{E}_3 \to \mathcal{E}_4$ и падение квантового выхода *люминесценции* и накладывает ограничение на рабочую темп-ру лазера ($T<200$ К). Напротив, малые по сравнению с энергиями излучат. переходов величины кванта тепловых потерь для квазимолекулярных цент-

ров (F_2, F_2^+, F_2^- и т. д.) обеспечивают высокий и слабо зависящий от T (при $T \geqslant 300$ К) квантовый выход люминесценции.

Генерация получена на ряде кристаллов: LiF [F_2, F_2^+, F_2^-]; NaF [F_2^+, $(F_2^+)_A$, F_3^-]; NaCl, KF, KCl, KBr [$(F_2^+)_A$, F_AF_A(Tl)]; RbCl [F_A, F_B]; $CaF_2[(F_2)_A]$; $SrF_2[(F_2)_A]$; $MgF_2[(F_2)_A]$; $KMgF_3$ [F_2^+]; $LiYF_4[F_2^+]$; CaO [F^+]; Al_2O_3 и в алмазе с центрами окраски.

Непрерывный режим генерации осуществляется при накачке кристаллов аргоновыми и криптоновыми *газоразрядными лазерами* или *неодимовым лазером*. Область генерации $\lambda \sim 0{,}82$—3,3 мкм; $T \sim 77$—300 К. Выходная мощность $\leqslant 3$ Вт, кпд ~ 1—60%.

Импульсно-периодич. режим осуществляют накачкой неодимовыми и рубиновыми лазерами, лазерами на красителях, на парáх Cu и газоразрядными импульсными лампами. ЛЦО, работающие при $T = 300$ К, перекрывают диапазон $\lambda \sim 0{,}5 \div 1{,}4$ мкм, кпд достигает десятков %, выходная энергия 100 Дж, мощность до 1 ГВт. При $T = 300$ К наиб. перспективны активные среды на основе LiF; NaF[F_3^-]; NaF (Li)[$(F_2^+)_A$]; CaF_2 (Na) [$(F_2)_A$]; SrF_2(Na)[$(F_2)_A$], а также кристаллы Al_2O_3 и алмаза с центрами окраски. Нелинейное насыщающее поглощение в указанных кристаллах позволяет использовать их в качестве нелинейных фильтров, развязок, формирователей и оптич. затворов. Импульсные ЛЦО, работающие в режимах нано-, микро-, пико- и субпикосекундных длительностей, являются основой для спектрометров видимого и ИК-диапазонов. Возможность ЛЦО эффективно работать практически во всех режимах генерации (от непрерывного до субпикосекундных импульсов) в широком диапазоне λ ставит их в ряд наиб. перспективных инструментов эксперим. физики.

Лит.: Феофилов П. П., Архангельская В. А., Люминесценция и стимулированное излучение центров окраски в ионных кристаллах, «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1981, т. 45, № 2, с. 302; Басиев Т. Т. и др., Твердотельные перестраиваемые лазеры на центрах окраски в ионных кристаллах, «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1982, т. 46, с. 1600.
Т. Т. Басиев, С. Б. Миров.

ЛАЙМАНА СЕ́РИЯ — *спектральная серия* в спектре атома водорода (и водородоподобных ионов), расположенная в УФ-области спектра. Назв. по имени Т. Лаймана (Th. Lyman), открывшего первые, наиб. интенсивные линии Л. с. Линии Л. с. образуются при всех возможных квантовых переходах с возбуждённых уровней энергии на основной (в спектрах испускания, в спектрах поглощения — при обратных переходах). Линии Л. с. наблюдаются в спектрах горячих *звёзд*, *квазаров* и др. космич. объектов. Анализ этих линий позволяет, напр., получить оценку плотности нейтрального межгалактич. водорода.

ЛА́МБЕРТ (Лб, Lb) — внесистемная единица яркости (обычно яркости поверхности, рассеивающей свет), применяется гл. обр. в США. Названа в честь И. Г. Ламберта (J. H. Lambert). 1 Лб $= 1/\pi \cdot 10^4$ кд/м^2 $= 1/\pi$ *стильб* $= 10^4$ апостильб.

ЛА́МБЕРТА ЗАКО́Н — закон, согласно к-рому яркость L рассеивающей свет (диффузной) поверхности одинакова во всех направлениях. Сформулирован в 1760 И. Г. Ламбертом. Из определения Л. з. следуют простые соотношения между световыми величинами — светимостью M и яркостью L: $M = \pi L$; между силой света рассеивающей плоской поверхности по перпендикуляру к ней (I_0) и под углом θ (I_θ): $I_\theta = I_0 \cos\theta$.

Последнее выражение означает, что сила света такой поверхности максимальна по перпендикуляру к ней и, убывая с увеличением θ, становится равной нулю в касательных к поверхности направлениях.

В действительности лишь немногие реальные тела рассеивают свет без значит. отступлений от Л. з. даже в видимой области спектра. К ним относятся поверхности, покрытые окисью магния, сернокислым барием, гипс; из *мутных сред* — молочное стекло, нек-рые типы облаков; среди самосветящихся излучателей — чёрное тело, порошкообразные люминофоры. Л. з. находит тем не менее широкое применение не только в теоретич. работах как схема идеального рассеяния света, но и для приближённых фотометрич. и светотехнич. расчётов.

Лит.: Гуревич М. М., Фотометрия, 2 изд., Л., 1983.
Д. Н. Лазарев.

ЛАМЕ́ ПОСТОЯ́ННЫЕ — величины, характеризующие упругие свойства изотропного материала. Для однородного изотропного тела компоненты напряжения σ_x, σ_y, . . ., τ_{xy}, . . . в нек-рой точке его выражаются через компоненты деформации ε_{xx}, ε_{yy}, . . ., ε_{xy}, . . . в той же точке шестью соотношениями вида

$$\sigma_x = 2\mu\varepsilon_{xx} + \lambda(\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz}), \qquad \tau_{xy} = \mu\varepsilon_{xy},$$

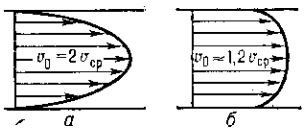
где коэф. λ и μ наз. Л. п. (по имени Г. Ламе, G. Lamé). Они зависят как от материала, так и от его темп-ры и удобны для общих исследований в теории упругости, когда напряжения выражены через деформации.

Л. п. связаны с *модулями упругости* ф-лами

$$\mu = G, \quad \lambda = \frac{E\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)} = K - \frac{2G}{3}.$$

Здесь E — модуль продольной упругости, K — модуль объёмного сжатия, G — модуль сдвига, ν — коэф. Пуассона. По полученным эксперим. путём значениям модулей упругости с помощью приведённых зависимостей вычисляются величины Л. п.

ЛАМИНА́РНОЕ ТЕЧЕ́НИЕ (от лат. lamina — пластинка) — упорядоченный режим течения вязкой жидкости (или газа), характеризующийся отсутствием перемешивания между соседними слоями жидкости. Условия, при к-рых может происходить устойчивое, т. е. не нарушающееся от случайных возмущений, Л. т., зависят от значения безразмерного *Рейнольдса числа Re*. Для каждого вида течения существует такое число $Re_{кр}$, наз. нижним критич. числом Рейнольдса, что при любом $Re < Re_{кр}$ Л. т. является устойчивым и практически осуществляется; значение $Re_{кр}$ обычно определяется экспериментально. При $Re > Re_{кр}$, принимая особые меры для предотвращения случайных возмущений, можно тоже получить Л. т., но оно не будет устойчивым и, когда возникнут возмущения, перейдёт в неупорядоченное *турбулентное течение*. Теоретически Л. т. изучаются с помощью *Навье — Стокса уравнений* движения вязкой жидкости. Точные решения этих ур-ний удаётся получить лишь в немногих частных случаях, и обычно при решении конкретных задач используют те или иные приближённые методы.



Распределение скоростей по сечению трубы: *а* — при ламинарном течении; *б* — при турбулентном течении.

Представление об особенностях Л. т. даёт хорошо изученный случай движения в круглой цилиндрич. трубе. Для этого течения $Re_{кр} \approx 2200$, где $Re = v_{ср}d/\nu$ ($v_{ср}$ — средняя по расходу скорость жидкости, d — диаметр трубы, $\nu = \mu/\rho$ — кинематич. коэф. вязкости, μ — динамич. коэф. вязкости, ρ — плотность жидкости). Т. о., практически устойчивое Л. т. может иметь место или при сравнительно медленном течении достаточно вязкой жидкости или в очень тонких (капиллярных) трубках. Напр., для воды ($\nu = 10^{-6}$ м^2/с при 20° С) устойчивое Л. т. с $v_{ср} = 1$ м/с возможно лишь в трубках диаметром не более 2,2 мм.

При Л. т. в неограниченно длинной трубе скорость в любом сечении трубы изменяется по закону $v = v_0(1 - r^2/a^2)$, где a — радиус трубы, r — расстояние от оси, $v_0 = 2v_{ср}$ — осевая (численно максимальная) скорость течения; соответствующий параболич. профиль скоростей показан на рис. *а*. Напряжение трения изменяется

вдоль радиуса по линейному закону $\tau=\tau_w r/a$, где $\tau_w=4\mu v_{ср}/a$ — напряжение трения на стенке трубы. Для преодоления сил вязкого трения в трубе при равномерном движении должен иметь место продольный перепад давления, выражаемый обычно равенством $p_1-p_2=\lambda\,(l/d)\rho v_{ср}^2/2$, где p_1 и p_2 — давления в к.-н. двух поперечных сечениях, находящихся на расстоянии l друг от друга, λ — коэф. сопротивления, зависящий от Re; для Л. т. $\lambda=64/Re$. Секундный расход жидкости в трубе при Л. т. определяет *Пуазейля закон*. В трубах конечной длины описанное Л. т. устанавливается не сразу и в начале трубы имеется т. н. входной участок, на к-ром профиль скоростей постепенно преобразуется в параболический. Приближённо длина входного участка $H=0{,}04\,Re\cdot d$.

Когда при $Re>Re_{кр}$ течение становится турбулентным, существенно изменяются структура потока, профиль скоростей (рис., *б*) и закон сопротивления, т. е. зависимость λ от Re (см. *Гидродинамическое сопротивление*).

Кроме труб Л. т. имеет место в слое смазки в подшипниках, вблизи поверхности тел, обтекаемых маловязкой жидкостью (см. *Пограничный слой*), при медленном обтекании тел малых размеров очень вязкой жидкостью (см., в частности, *Стокса формула*). Теория Л. т. применяется также в вискозиметрии, при изучении теплообмена в движущейся вязкой жидкости, при изучении движения капель и пузырьков в жидкой среде, при рассмотрении течений в тонких плёнках жидкости и при решении ряда др. задач физики и физ. химии.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Механика сплошных сред, 2 изд., М., 1954; Лойцянский Л. Г., Механика жидкости и газа, 6 изд., М., 1987; Таргг С. М., Основные задачи теории ламинарных течений, М.— Л., 1951; Слезкин Н. А., Динамика вязкой несжимаемой жидкости, М., 1955, гл. 4—11.

С. М. Targ.

ЛАМПА БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ (ЛБВ) — вакуумный электронный прибор, в к-ром в результате длительного взаимодействия движущихся электронов с полем бегущей эл.-магн. волны происходит усиление этой волны. ЛБВ применяется гл. обр. как широкополосный усилитель СВЧ-колебаний (в диапазоне 1—300 ГГц), иногда (при введении обратной связи) как генератор колебаний.

Осн. элементы ЛБВ: электронная пушка, создающая поток электронов; система фокусировки и формирования электронного потока с помощью статич. магн. и электрич. полей; *замедляющая система*, по к-рой распространяется эл.-магн. волна, взаимодействующая с электронами в т. н. пространстве взаимодействия; коллектор для отбора прошедших пространство взаимодействия электронов (рис. 1, *а*, *б*). Наиб. распространение получили ЛБВ, в к-рых электроны движутся прямолинейно вдоль оси замедляющей системы (тип О), взаимодействуя с продольным электрич. полем замедленной волны. Электронный поток обычно фокусируется с помощью продольного статич. магн. поля, создаваемого соленоидом, или периодич. статич. магн. поля, создаваемого системой периодически расположенных вдоль оси лампы пост. магнитов (намагниченных колец) разной полярности. Менее распространены ЛБВ типа М, где электронный поток движется в поперечно скрещенных статич. электрич. и магн. полях (как в *магнетроне*, откуда и назв.— тип М); в этих лампах электроны взаимодействуют как с продольным, так и с поперечным электрич. полем замедленной волны и, следовательно, происходит двумерное движение электронов.

Принцип действия ЛБВ. Необходимым условием длительного взаимодействия электронов с эл.-магн. волной является примерное равенство продольной скорости электронов v_e и фазовой скорости волны $v_ф$ (*синхронизм*), что обеспечивается применением замедляющей системы, уменьшающей скорость эл.-магн. волны от c до $v_ф\approx v_e$. В этих условиях каждый электрон лишь медленно перемещается относительно поля бегущей волны, оставаясь преимущественно в тормозящей либо ускоряющей фазе её электрич. поля на большой длине L, достигающей неск. десятков длин замедленной волны $\lambda_з$, в течение длительного времени $t\sim L/v_e$, существенно превышающего период колебаний $T=2\pi/\omega$. В результате происходит эфф. обмен энергией между электронами и полем, к-рый проявляется как совокупность двух физ. процессов, лежащих в основе работы ЛБВ и представляющих две стороны взаимодействия: возбуждение эл.-магн. поля замедленной волны потоком электронов (*конвекционным током*) и, наоборот, влияние поля волны на движение электронов, приводящее к образованию периодич. последовательности сгустков электронов (группировке) и к возникновению в электронном потоке конвекционных ВЧ-токов. Вместе эти процессы приводят в ЛБВ к передаче энергии от электронного потока эл.-магн. полю.

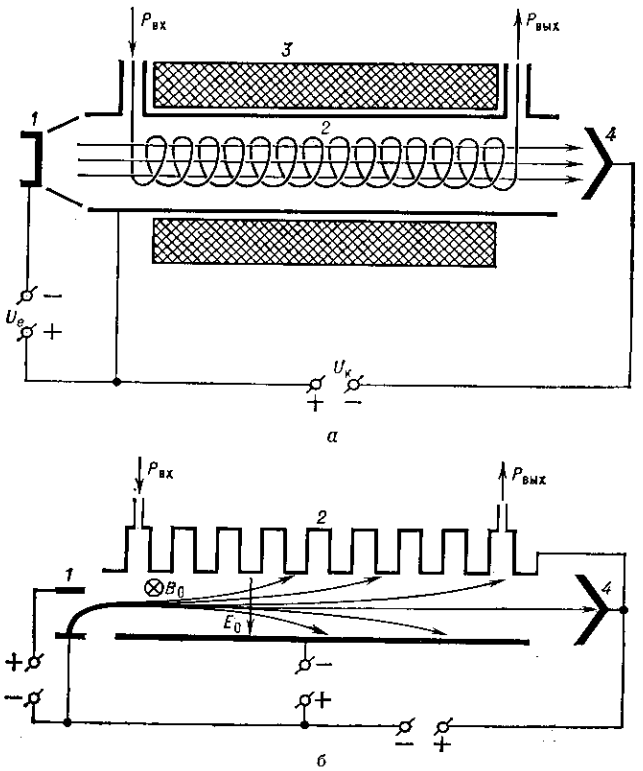


Рис. 1. Лампа бегущей волны: *а* — типа О; *б* — типа М, плоская конструкция; *1* — электронная пушка; *2* — замедляющая система; *3* — фокусирующая система; *4* — коллектор.

Возбуждённое электронным потоком эл.-магн. поле замедленной волны является суммой индивидуальных излучений отд. электронов. Индивидуальное излучение каждого электрона, движущегося равномерно в замедляющей системе,— частный случай *Черенкова — Вавилова излучения*, к-рое при синхронизме электрона и волны направлено вдоль движения электрона. В немодулированном потоке электронов их индивидуальные излучения взаимно уничтожаются; т. е. в таком потоке нет переменных конвекционных токов и поэтому он не возбуждает переменные эл.-магн. поля. При подаче на вход ЛБВ эл.-магн. колебаний частоты ω в замедляющей системе возникает волна с фазовой скоростью $v_ф(\omega)$. Её поле модулирует электронный поток, в к-ром образуется волна возмущений — периодич. последовательность электронных сгустков — длиной $\lambda\approx\lambda_з=2\pi v_ф(\omega)/\omega$ и со скоростью $\sim v_ф$. Излучения электронов, составляющих сгустки, складываются в фазе друг с другом, т. е. эффективно возбуждается дополнительная замедленная волна, к-рая складывается с исходной волной, если сгустки электронов образуются в тормозящей фазе поля (фазовая группировка

или фазовая фокусировка). Т. о., в ЛБВ возникает индуцированное излучение Черенкова — Вавилова и эл.-магн. волна при её распространении вдоль замедляющей системы усиливается, причём фазовая скорость волны $v_{фэ}$ в системе с электронным потоком оказывается меньше фазовой скорости волны в системе без потока.

Фазовая группировка в ЛБВ типа О получается при нек-ром превышении нач. скорости электронов v_e над фазовой скоростью волны $v_{фэ}$. В системе координат, связанной с волной, электроны, первоначально равномерно расположенные в тормозящем и ускоряющем продольном поле волны, захватываются ею и постепенно смещаются под действием поля к точке $E_z=0$ (рис. 2). Относит. скорость смещения тормозящихся электронов

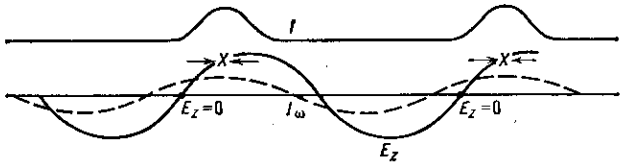


Рис. 2. Распределение продольного электрического поля замедленной волны E_z, конвекционного тока I и его основной гармоники I_ω при усилении сигнала в ЛБВ типа О; x — центр сгущения электронов.

меньше, чем ускоряющихся, поэтому сгущение электронов происходит в тормозящей фазе поля и энергия в среднем передаётся от электронов полю. Если же $v_e=v_{фэ}$, то сгущение образуется симметрично около точки $E_z=0$ и обмен энергией между пучком и полем в среднем отсутствует: конвекционный ток частоты ω, образованный в пучке под действием поля, сдвинут по фазе на $\pi/2$ по отношению к полю.

В ЛБВ типа М фазовая группировка получается в результате дрейфа электронов в скрещенных электрич. и магн. полях (см. *Дрейф заряженных частиц*). Поперечное электрич. поле замедленной волны приводит к продольному дрейфу и образованию сгустков около нулевых точек этого поля, где продольное электрич. поле волны имеет макс. значение и тормозит электроны. В результате сгустки отдают свою потенц. энергию волне и одновременно дрейфуют к замедляющей системе (рис. 1, б); т. о., кинетич. энергия электронов меняется мало, а усиление волны происходит за счёт изменения потенциальной энергии электронов в статич. электрич. поле.

Электронные волны в ЛБВ типа О. Модуляция электронного потока эл.-магн. волной и, в свою очередь, возбуждение этой волны электронами приводит к образованию электронно-эл.-магн. волн, наз. иногда также электронными волнами. Их комплексные волновые числа $k=k'+ik''$ определяются в линейной теории ЛБВ, справедливой при достаточно малой мощности усиливаемого сигнала, когда возмущения плотности и скорости электронов пучка малы по сравнению с их постоянными составляющими. Совместное решение ур-ний Максвелла и линеаризованных ур-ний движения электронов приводит к кубич. ур-нию для k, три корня к-рого соответствуют трём электронным волнам. При синхронизме электронного пучка и замедленной волны амплитуда одной из этих волн нарастает вдоль лампы: её постоянная нарастания k'' определяет усиление сигнала на ед. длины в ЛБВ $G=8{,}69k''$ (в дБ), а постоянная распространения k' — фазовую скорость $v_{фэ}=\omega/k'$. Усиление существует в нек-рой области относит. изменения скоростей v_e и $v_ф$ — в т. н. зоне усиления (рис. 3).

Величина и положение зоны усиления существенно зависят от параметров, определяющих свойства ЛБВ, — параметра усиления ε (обозначаемого также C) и параметра пространственного заряда $\sigma^2=(\omega_q/\varepsilon\omega)^2$ (обозначаемого также $4QC$), где ω_q — плазменная частота с учётом поперечных размеров пучка и влияния замедляющей системы. Параметр усиления характеризует взаимное влияние, связь электронного потока и поля замедленной волны: $\varepsilon=(I_eK_{св}/4U_e)^{1/3}$, где I_e — ток пучка, U_e — ускоряющее напряжение, $K_{св}$ — сопротивление связи замедляющей системы, определяемое продольным электрич. полем волны, действующим на электроны. В типичных ЛБВ $\varepsilon=0{,}05$—$0{,}15$; с ростом ε усиление возрастает, зона усиления расширяется.

Параметр пространственного заряда, пропорциональный плотности заряда в пучке, характеризует влияние кулоновских сил расталкивания электронов, препятствующих образованию сгустков и тем самым, как правило, уменьшающих величину усиления (рис. 3). Силы расталкивания электронов и величина параметра пространственного заряда существенно зависят от соотношения длины замедленной волны, поперечных размеров электронного пучка и пространства взаимодействия замедляющей системы: в тонких пучках силы расталкивания малы, а в нек-рых случаях даже способствуют группированию электронов, приводя к увеличению усиления. Усиление ЛБВ уменьшается также под действием др. факторов: потерь в замедляющей системе, разброса скоростей v_e, неидеальности группировки и т. д. Роль этих факторов возрастает с увеличением частоты сигнала, особенно при переходе в миллиметровый диапазон волн.

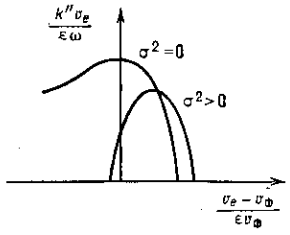


Рис. 3. Зоны усиления ЛБВ типа О при различных параметрах пространственного заряда.

Фазовая скорость нарастающей электронной волны $v_{фэ}$ отличается от скорости замедленной эл.-магн. волны $v_ф$ и во всей зоне усиления оказывается меньше скорости электронов v_e; это обеспечивает правильную фазовую группировку образующихся сгустков электронов в тормозящей фазе поля и передачу энергии от электронного потока полю. Вне зоны усиления синхронизм электронов и эл.-магн. волны существенно нарушается, взаимодействие между ними становится слабым и три электронные волны превращаются в одну эл.-магн. волну замедляющей системы и две волны пространственного заряда электронного потока.

Нелинейные явления в ЛБВ типа О. Увеличение амплитуды усиливаемой волны при её распространении вдоль замедляющей системы приводит к значит. возмущениям в движении электронов, сильной модуляции электронного пучка, в результате чего возникает ряд нелинейных явлений: уменьшение ср. скорости электронов; обгон одних электронов другими, деформация сгустков и движение относительно поля синхронной волны; появление высших гармоник конвекционного тока и поля пространственного заряда на частотах 2ω, 3ω, . . ., возбуждение поля замедленной эл.-магн. волны на этих гармониках; расслоение электронного пучка в результате неравномерной модуляции пучка по сечению, вызванной неравномерным распределением напряжённости поля замедленной волны и поля пространственного заряда по сечению; остановка и поворот электронов; поперечные движения электронов под действием СВЧ-полей замедляющей системы и поля пространственного заряда. Наиб. важны первые три явления, принципиально связанные с механизмом группировки и существенные уже при умеренных мощностях и небольших кпд. При усилении на нач. участке лампы электроны сгущаются в тормозящей фазе поля (рис. 2). Дальнейшая эволюция пучка определяется отставанием сгустка от волны и нелинейностью модуляции, приводящей к распаду сгустка. Если различие нач. скорости электронов v_e и фазовой скорости волны $v_ф$ невелико и соответствует центру зоны усиления (рис. 3), то образуется сгусток из электронов с примерно одинако-

выми скоростями. Под влиянием тормозящего поля он перемещается (сначала медленно, потом всё быстрее) к нулю поля, отставая от волны. Пока сгусток остаётся в тормозящем поле, он отдаёт энергию волне, а в том сечении лампы, где сгусток переходит в ускоряющее поле, мощность волны достигает максимума, определяющего кпд ЛБВ. Если же разность $v_e - v_\phi$ достаточно велика и соответствует правому краю зоны усиления, то в первоначально образующийся сгусток приходит много электронов из ускоряющей фазы поля, имеющих повышенную скорость, и поэтому сгусток быстро разваливается на два. Оба этих сгустка находятся сначала в тормозящем поле и отдают энергию волне. Затем, постепенно отставая от волны, один из них переходит в ускоряющее поле и начинает забирать энергию у волны; в том сечении лампы, где энергия, забираемая этим сгустком, равна энергии, отдаваемой другим сгустком, получается макс. мощность усиливаемой волны. Нелинейные явления определяют ряд важных характеристик ЛБВ средней и большой мощности: кпд, выходную мощность, нелинейные искажения сигнала и др.

Характеристики ЛБВ типа О. Наибольшие полосы усиливаемых частот — до 2,5 октав — достигаются в ЛБВ с замедляющей системой в виде металлич. спирали, закреплённой диэлектрич. опорами, к-рые, однако, ухудшают теплоотвод от спирали, ограничивая выходную мощность сотнями Вт в непрерывном режиме работы. В ЛБВ с замедляющими системами типа цепочек связанных резонаторов по́лосы усиливаемых частот меньше (~10%), но зато выходные мощности достигают десятков кВт в непрерывном и единиц МВт в импульсном режимах работы. Типичные значения кпд ~20—30%, для его увеличения снижают потенциал коллектора с целью торможения электронов и возврата части их энергии источнику (рекуперация); используют также уменьшение фазовой скорости волны к концу замедляющей системы для обеспечения синхронизма с тормозящимися электронами, скачки фазы поля вдоль системы и др. приёмы. Коэф. усиления составляет $G = 20\ \lg(A_{вых}/A_{вх}) = 30-60$ дБ ($A_{вых}$, $A_{вх}$ — амплитуда сигнала на выходе и входе), причём для предотвращения самовозбуждения ЛБВ из-за отражений от концов замедляющей системы на одном или двух участках системы помещают поглотитель энергии СВЧ-колебаний. Маломощные ЛБВ с выходной мощностью менее 2 Вт используют в качестве малошумящих входных усилителей с коэф. шума ≈4—20 дБ.

Лит.: Лебедев И. В., Техника и приборы СВЧ, 2 изд., т. 2, М., 1972; Кукарин С. В., Электронные СВЧ приборы, 2 изд., М., 1981; Вайнштейн Л. А., Солнцев В. А., Лекции по сверхвысокочастотной электронике, М., 1973; Цейтлин М. Б., Фурсаев М. А., Бецкий О. В., Сверхвысокочастотные усилители со скрещенными полями, М., 1978.

В. А. Солнцев.

ЛА́МПА ОБРА́ТНОЙ ВОЛНЫ́ (ЛОВ) — генератор эл.-магн. колебаний СВЧ-диапазона, принцип действия к-рого основан на преобразовании энергии электронных пучков в энергию СВЧ-излучения в результате длительного синхронного взаимодействия этих пучков с обратными волнами. ЛОВ во мн. отношениях аналогична *лампе бегущей волны* (ЛБВ) — как по формированию электронных пучков, так и по сходности процессов их самосогласованного взаимодействия с СВЧ-полями. Почти каждому варианту ЛБВ можно поставить в соответствие аналогичный вариант ЛОВ.

Схематич. изображение одной из ЛОВ приведено на рис. 1. Статич. электрич. поле в электронной пушке *1* ускоряет пучок электронов *2*, движущихся прямолинейно. Часть кинетич. энергии электронов отдаётся в пространстве взаимодействия обратной эл.-магн. волне, фазовая скорость v_ϕ к-рой близка поступат. скорости электронов v_e:

$$v_\phi \simeq v_e < c, \qquad (1)$$

а групповая скорость $v_{гр}$ имеет противоположное направление ($v_{гр} \uparrow\downarrow v_\phi \simeq v_e$). Остаточная энергия пучка рассеивается на коллекторе *5*.

Условие фазового синхронизма (1) обеспечивает длительное, по сравнению с периодом колебаний $T = 1/f$ (f — частота), синфазное взаимодействие электронов с волной, если она имеет отличную от нуля продольную компоненту электрич. поля ($\boldsymbol{E}\boldsymbol{v}_e \neq 0$). Волна с такой структурой поля формируется с помощью *замедляющей системы 3* (рис. 1), в качестве к-рой часто используются волноводы с периодически изменяющимися параметрами. Подбором пространственного периода d волновода достигается фазовый синхронизм (1) электронов с одной из гармоник обратной волны, вклад других несинхронных гармоник оказывается незначительным.

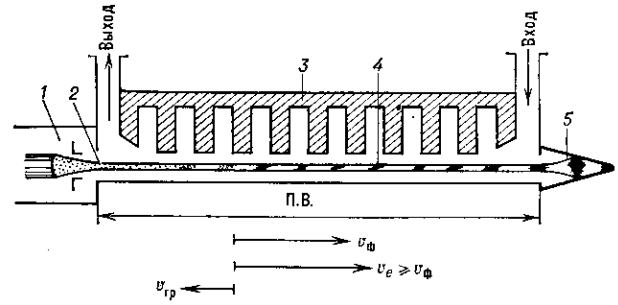


Рис. 1. Условная схема лампы обратной волны типа «О»: *1* — электронная пушка; *2* — электронный пучок; *3* — замедляющая система; *4* — сгусток электронов; *5* — коллектор; П. В. — пространство взаимодействия.

Взаимодействие электронов с волной в ЛОВ можно рассмотреть на примере замедляющей системы в форме зигзагообразного волновода (рис. 2). В секциях A, B, C, D, F электрич. поле направлено вдоль движения электронов, следовательно, условие $\boldsymbol{E}\boldsymbol{v}_e \neq 0$ выполнено. Если в секции A какая-то группа электронов попала в тормозящую фазу поля волны, бегущей по волноводу справа налево, то подбором периода d и длины зигзага волновода можно добиться того, чтобы при подлёте этой же группы электронов к след. секции B поле волны опять оказалось тормозящим, и так для всех последующих секций. В результате первоначально стационарный и однородный пучок модулируется по скорости — электроны, попавшие в ускоряющую фазу поля, увеличивают свою скорость, а в тормозящую фазу — уменьшают.

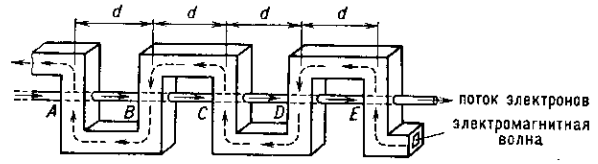


Рис. 2. Замедляющая система в виде зигзагообразного волновода.

В дальнейшем из-за неравномерного взаимного смещения частицы собираются в периодич. последовательность сгустков *4* (рис. 1), т. е. в пучке возникает ВЧ-ток. Это явление наз. группировкой или фазировкой частиц. Наведённый ВЧ-ток электронов возбуждает (излучает) ВЧ-поле, к-рое, складываясь с первонач. волной, приводит к её усилению. Чтобы сгруппиров. пучок излучал, а не поглощал эл.-магн. волны, нач. скорость электронов v_e должна слегка превышать фазовую $v_e \gtrsim v_\phi$. По существу эти два взаимосвязанных процесса — частный случай т. н. индуцированного излучения, составляющего основу большинства генераторов и усилителей с распределёнными параметрами (как классических, так и квантовых — *лазеров*).

Элементарным излучателем в ЛОВ, изображённой на рис. 1, является одиночный электрон (или сгусток электронов), движущийся равномерно вдоль оси со ско-

ростью $v_e = v_\phi$. Излучение такого электрона наз. черенковским (см. *Черенкова—Вавилова излучение*), а основанные на нём приборы соответственно относят к классу черенковских. По характеру группировки их наз. приборами типа «О» («осевое» движение) или приборами с инерционной группировкой, поскольку процесс этот может продолжаться и на участках свободного дрейфа электронов (см. *Клистрон*).

В ЛОВ поступат. движение электронов и поток энергии обратной эл.-магн. волны направлены навстречу друг другу, это приводит к образованию распределённой внутр. *обратной связи*. Поэтому при превышении электронным током I нек-рого стартового значения $I > I_{ст}$ возникает автоколебат. режим даже при условии полного согласования входа и выхода замедляющей системы. Частота автоколебаний f_a определяется условием фазового синхронизма (1) и, следовательно, зависит от величины скорости электронов v_e, к-рая, в свою очередь, определяется ускоряющим напряжением U, подаваемым на электронную пушку (электронная перестройка частоты). Для иллюстрации перестройки частоты на диаграмме $f - k/2\pi$ (рис. 3; k — волновое число) приведены возможные дисперсионные характеристики обратной эл.-магн. волны (кривая *1*) и волн электронного ВЧ-тока в пучке (линии *2*); сплошные и пунктирные линии соответствуют разным U. Так как частота генерации f_a определяется пересечением линий *1* и *2*, то при изменении U изменяется и частота. Кривая *1* в области пересечения её с линиями *2* наклонена вниз ($df/dk < 0$), поскольку $v_{гр} < 0$. Каждой линии *2* соответствуют две волны электронного ВЧ-тока, одна из к-рых переносит «отрицат.» энергию (этим понятием пользуются, когда в целом положит. энергия пучка при возбуждении волны уменьшается). Взаимодействие волн с положит. и отрицат. энергиями, если одна из них обратная, приводит к возникновению *абсолютной неустойчивости*, что и является причиной существования автоколебат. режима в ЛОВ.

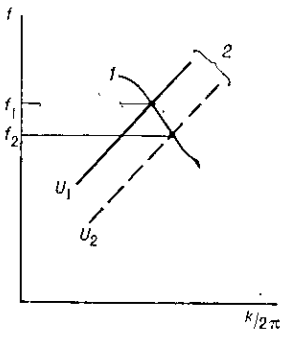


Рис. 3. Дисперсионные характеристики обратной электромагнитной волны *1* и высокочастотных электронных волн в пучке *2*.

ЛОВ — один из самых широкодиапазонных СВЧ-автогенераторов с электронной перестройкой частоты. Этим объясняется многообразное применение их в радиотехнич. и измерит. аппаратуре в качестве свип-генераторов, гетеродинов, быстроперестраиваемых задающих СВЧ-генераторов и т. д. При токе электронного пучка, меньшем стартового ($I < I_{ст}$), ЛОВ работает как узкополосный регенеративный усилитель, перестраиваемый напряжением U, что широко используется на практике. Если $I > (3 \div 4) I_{ст}$, то в ЛОВ возникает автомодуляц. режим — генерируется периодич. последовательность радиоимпульсов. Дальнейшее увеличение тока I может привести к генерации последовательности уже не повторяющихся по форме импульсов.

Кроме ЛОВ типа «О» известны ЛОВ типа «М», ЛОВ МЦР, ЛОВ-убитрон, ЛОВ на аномальном эффекте Доплера, ЛОВ с плазменными электродинамич. системами и др. Их объединяет явление образования распределённой внутренней обратной связи, тогда как механизм индивидуального излучения электронов, а также их группировка могут различаться. Напр., в ЛОВ типа «М», как и в *магнетроне* (отсюда и назв. ЛОВ типа «М»), электроны движутся в скрещенных электрич. и магн. полях. Под действием синхронного ВЧ-поля электроны отдают ему свою потенц. энергию, перемещаясь в область с более высоким потенциалом. Работа ЛОВ МЦР (мазер на циклотронном резонансе в варианте ЛОВ) и ЛОВ-убитрон основана на тормозном излучении электронов, фазовое условие (1) при этом заменяется на

$$v_\phi \left(1 - \frac{\Omega}{f}\right) \simeq v_e, \qquad (2)$$

где Ω — частота колебаний электронов в статич. полях. В (2) v_ϕ может принимать и отрицат. значения, если $\Omega > f$, в этом случае обратной становится волна ВЧ-тока в пучке, а эл.-магн. волна — прямая [$(f/k)df/dk \equiv v_{гр} v_\phi / 4\pi^2 > 0$], но распространяется навстречу пучку ($v_\phi > 0$, $v_{гр} > 0$).

В 80-х гг. были разработаны ЛОВ типа «О», работающие в диапазоне частот 1—700 ГГц с мощностью до 10 Вт (в ДВ-части диапазона и монотонно уменьшающейся с увеличением частоты) и перестройкой частоты, превышающей октаву: $(f_{макс} - f_{мин})/f_{ср} > 0{,}67$. Освоен выпуск ЛОВ типа «М», работающих в диапазоне частот 0,5—20 ГГц, с выходной мощностью до 1 кВт и перестройкой до $^1/_8$ октавы. Кпд ЛОВ типа «О» обычно не превосходит неск. процентов, а ЛОВ типа «М» может превышать 50%. На лаб. макетах импульсных ЛОВ типа «О» с пучками релятивистских электронов была достигнута пиковая мощность выходного излучения ~1 ГВт при кпд 15%.

Первое достаточно полное и подробное описание явления генерации электронными пучками обратных волн дал С. Мильман (S. Millman) в 1950; общепринятое назв. для этого класса СВЧ-приборов предложили Р. Компфнер (R. Kompfner) и Н. Уильямс (N. Williams) в 1953. ЛОВ типа «М» и типа «О» с релятивистскими электронными пучками вследствие их конструктивных особенностей наз. иногда карцинотронами (от греч. carcinotron — рак, пятящийся назад).

Лит.: Лебедев И. В., Техника и приборы СВЧ, 2 изд., т. 2, М., 1972; Кукарин С. В., Электронные СВЧ приборы, 2 изд., М., 1981; Релятивистская высокочастотная электроника, [в. 1], Горький, 1979.

Н. Ф. Ковалёв.

ЛАНДАУ ДИАМАГНЕТИЗМ — *диамагнетизм* системы подвижных носителей зарядов (напр., электронов проводимости в металлах). Предсказан Л. Д. Ландау в 1930. Л. д. представляет собой чисто квантовый эффект, обусловленный квантованием орбитального движения заряж. частиц в магн. поле (квантуется энергия движения в плоскости, перпендикулярной полю, см. *Ландау уровни*). Л. д. связан с тем, что при помещении заряж. частиц в магн. поле траектории свободного движения частиц искривляются и возникает добавочное магн. поле, противоположное внеш. полю, т. е. у системы заряж. частиц появляется добавочный диамагн. момент. Л. д. заметно проявляется при низких темп-рах (ниже темп-ры вырождения) и может наблюдаться в *вырожденном газе* свободных электронов и у электронов проводимости в металлах, полуметаллах и полупроводниках. В простейшей модели вырожденного газа электронов проводимости в твёрдом теле с квадратичным законом дисперсии $\varepsilon = p^2/2m^*$ (ε, p и m^* — энергия, импульс и эфф. масса электронов проводимости) диамагн. восприимчивость Ландау

$$\varkappa_Л = -(24\pi^2)^{-2/3} e^2 N^{1/3}/m^* c^2$$

(N — число электронов проводимости в единице объёма). В рамках такой модели

$$\varkappa_Л = -(1/3)(m_e/m^*)^2 \varkappa_П,$$

где $\varkappa_П$ — восприимчивость, соответствующая *Паули парамагнетизму*, m_e — масса электрона. В вырожденном газе свободных электронов, где $m^* = m_e$, $\varkappa_Л = -\varkappa_П/3$. Соответственно, в твёрдых телах, в к-рых $m^* \ll m_e$ (напр., в нек-рых полупроводниках), Л. д. превосходит парамагнетизм Паули и электронная магн. восприимчивость тела обусловлена в осн. Л. д. Точное вычисление Л. д. в реальных твёрдых телах затруднено сложным характером зонного движения квазичастиц, необходимостью учёта глубоких электронных состояний и т. д.

Лит.: Landau L., Diamagnetismus der Metalle, «Z. Phys.», 1930, Bd 64, S. 629; в рус. пер.: Ландау Л. Д., Собр. трудов, т. 1, М., 1969, с. 47—55; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976; Ашкрофт Н., Мермин Н., Физика твердого тела, пер. с англ., т. 1—2, М., 1979. *А. Э. Мейерович.*

ЛАНДАУ ЗАТУХАНИЕ (бесстолкновительное затухание) — состоит в том, что волновое возмущение в плазме затухает по мере распространения, несмотря на отсутствие парных столкновений. Л. з. в равновесной плазме обусловлено резонансным поглощением энергии волны частицами, скорости к-рых в направлении распространения волны близки к её фазовой скорости $v_\phi = \omega/k$ (k — волновой вектор, ω — частота волны). Вследствие Л. з. амплитуда волны $E(t)$ убывает по экспоненциальному закону $E(t) \sim e^{\gamma_Л t}$, где $\gamma_Л$ — декремент Л. з. Для *ленгмюровских волн* $\gamma_Л$ определяется ф-лой

$$\gamma_Л = \frac{2\pi e^2}{mk^2}\,\omega\,\frac{\partial f}{\partial v},$$

где e, m — заряд и масса резонансных частиц, $f(v)$ — ф-ция распределения частиц по скоростям (или их проекциям) в направлении распространения волны.

Строгое рассмотрение Л. з. возможно с помощью *кинетических уравнений* для плазмы, однако качественно физ. процессы, приводящие к Л. з., можно рассмотреть в идеализиров. ситуации, когда электрич. потенциал волны, с к-рой взаимодействуют частицы, имеет прямоуг. профиль. Частицы, скорости к-рых близки к фазовой скорости волны $|v - v_\phi| \leqslant \sqrt{e\varphi_0/m}$ (φ_0 — амплитуда электрич. потенциала волны), меняют свою скорость при столкновении со стенками потенциальной ямы. При этом частицы, догоняющие волну ($v > v_\phi$), при столкновении со стенкой тормозятся, а частицы, отстающие от волны ($v < v_\phi$), при столкновении со стенкой ускоряются. Результирующий обмен энергией между волной и частицами определяется балансом передачи энергии первой и получения энергии второй группой частиц. Поэтому декремент Л. з. пропорционален градиенту ф-ции распределения резонансных частиц в точке $v = v_\phi$. Для равновесной плазмы, имеющей максвелловское распределение частиц по скоростям, такой градиент отрицателен и обмен энергией между волной и резонансными частицами приводит к затуханию волны. Если градиент ф-ции распределения $\partial f/\partial v > 0$, что соответствует наличию в плазме пучка частиц, движущихся со скоростью $v > v_\phi$, то тот же механизм взаимодействия волн с частицами приводит к нарастанию амплитуды волны со временем (возникает т. н. пучковая неустойчивость). Основной нелинейный эффект в Л. з.— деформация ф-ции распределения резонансных частиц при их взаимодействии с волной. Эта деформация приводит к выравниванию числа частиц, движущихся быстрее и медленнее волны, и в плазме устанавливается волна пост. амплитуды. Для плазмы, помещённой в магн. поле, кроме Л. з. возможно также т. н. циклотронное затухание на частотах $\omega = n\omega_H$ (n — целое число; ω_H — ларморовская частота).

В. Д. Шапиро, В. И. Шевченко.

ЛАНДАУ ТЕОРИЯ фазовых переходов 2-го рода — общая теория, основанная на представлении о связи фазового перехода 2-го рода (ФП) с изменением группы симметрии физ. системы. Построена Л. Д. Ландау в 1937. Симметрия является качеств. характеристикой, она может измениться при бесконечно малом изменении состояния системы. Это означает, что ФП происходит при определ. значениях параметров (темп-ры, давления и т. п.). Возникновение упорядоченного (ферромагн., сегнетоэлектрич. и т. п.) состояния приводит к *спонтанному нарушению симметрии*, присущей системе в неупорядоч. состоянии. Для количественного описания степени нарушения симметрии в Л. т. вводят *параметр порядка* φ, линейно преобразующийся при преобразованиях из группы симметрии неупорядоч. фазы.

В Л. т. рассматривают термодинамич. потенциал (энергию Гиббса) $F(\varphi, A_i)$ для неравновесного значения параметра порядка φ при заданных значениях термодинамич. параметров A_i (темп-ры, давления и т. п.) и постулируют разложимость потенциала $F(\varphi, A_i)$ в ряд по степеням φ. Для выяснения вида особенностей термодинамич. ф-ций в Л. т. достаточно рассмотреть простейший случай скалярного параметра порядка φ, соответствующего группе симметрии Z_2. Эта группа содержит единств. нетривиальный элемент симметрии $\varphi \to -\varphi$. Термодинамич. потенциал имеет вид

$$F(\varphi) = F_0 + V(a_2\varphi^2/2 + a_4\varphi^4/4 - h\varphi), \qquad (1)$$

где V — объём системы; коэф. a_n являются ф-циями темп-ры T и давления P; h — внеш. поле. Равновесное значение $\varphi = \varphi_0$, определяемое условием $\partial F/\partial\varphi = 0$, считается малым. ФП происходит при условии $a_2 = 0$, $a_4 > 0$. Ур-ния $a_2 = 0$, $h = 0$ определяют линию на плоскости P—T для однокомпонентной системы. Вблизи этой линии при фиксиров. значениях всех термодинамич. переменных, кроме T, величина a_2 приближённо представляется линейной ф-цией темп-ры: $a_2 = a\tau$, где $\tau = (T/T_c) - 1$, a — постоянная, T_c — темп-ра перехода. Зависимость φ_0 от τ имеет вид $\varphi_0 = 0$ при $\tau > 0$; $\varphi_0 = (a|\tau|/a_4)^{1/2}$ при $\tau < 0$. Равновесное значение термодинамич. потенциала $F(\varphi_0)$ получается подстановкой φ_0 в (1), после чего можно получить поведение любых термодинамич. величин в окрестности T_c. Теплоёмкость C изменяется в точке перехода скачком: $\Delta C = -a^2/2a_4T_c$. *Обобщённая восприимчивость* $\chi = (\partial\varphi_0/\partial h)_{h\to 0}$ обращается при $T = T_c$ в бесконечность: $\chi = (a\tau)^{-1}$ при $T > T_c$; $\chi = (2a|\tau|)^{-1}$ при $T < T_c$. *Критические показатели* в Л. т. имеют след. значения: $\alpha = 0$, $\beta = 1/2$, $\gamma = 1$, $\delta = 3$, $\nu = 1/2$, $\eta = 0$. Л. т. не обладает *масштабной инвариантностью*, поэтому нек-рые соотношения между критич. показателями, напр. $\alpha = 2 - d\nu$, $\delta = (d + 2 - \eta)/(d - 2 + \eta)$, не выполняются (здесь d — размерность пространства). Л. т. является теорией *самосогласованного поля*, её можно получить из микроскопич. теории в предположении о большом радиусе действия сил между частицами, усредняя поле, действующее на данную частицу со стороны всех остальных.

Выше рассмотрено однородное во всём объёме упорядочение системы. Для учёта пространственных флуктуаций параметра порядка $\varphi(\boldsymbol{x})$ следует записать термодинамич. потенциал $F\{\varphi(\boldsymbol{x})\}$ как функционал медленно меняющейся в пространстве неравновесной конфигурации $\varphi(\boldsymbol{x})$:

$$F\{\varphi(\boldsymbol{x})\} = \int [c(\nabla\varphi)^2/2 + a_2\varphi^2/2 + a_4\varphi^4/4 - h\varphi]\,d\boldsymbol{x} + F_0. \qquad (2)$$

Равновесная конфигурация $\varphi(\boldsymbol{x})$ определяется условием минимальности функционала (2):

$$\delta F/\delta\varphi = -c\nabla^2\varphi + a_2\varphi + a_4\varphi^3 - h(\boldsymbol{x}) = 0.$$

При малых $h(\boldsymbol{x})$ этому условию удовлетворяет ф-ция $\varphi(\boldsymbol{x}) = \varphi_0 + \varphi_1(\boldsymbol{x})$, где φ_0 определено выше, а $\varphi_1(\boldsymbol{x}) = \int G(\boldsymbol{x} - \boldsymbol{x}')h(\boldsymbol{x}')d\boldsymbol{x}'$, $G(\boldsymbol{x})$ — ф-ция Грина линейного оператора $L = -c\nabla^2 + a_2 + 3a_4\varphi_0^2$. Корреляц. ф-ция тепловых флуктуаций $K(\boldsymbol{x}) = \langle\varphi(0)\varphi(\boldsymbol{x})\rangle$ совпадает с G с точностью до множителя и для случая $d = 3$ описывается:

$$K(x) = TG(x) = T(4\pi cx)^{-1}\exp(-x/r_c),$$

$$r_c^2 = c\chi = c/(a_2 + 3a_4\varphi_0^2),$$

это *Орнштейна — Цернике формула*. Величина r_c имеет смысл корреляц. радиуса флуктуаций; r_c неограниченно возрастает при $T \to T_c$. Гипотеза о разложимости $F(\varphi)$ в ряд справедлива до тех пор, пока флуктуации φ_1 в объёме $V \sim r_c^3$ малы по сравнению с характерной равновесной величиной $\varphi_0 = (|a_2|/a_4)^{1/2}$; в противном

случае термодинамич. подход неприменим. Т. о., критерий применимости Л. т. имеет вид

$$G_i = T_c a_4^2/ac^3 \ll |\tau| \ll 1,$$

т. е. Л. т. применима лишь вдали от T_c. Здесь G_i — *Гинзбурга число*. Область применимости Л. т. существует лишь в том случае, если G_i является малым числом, что выполняется для чистых сверхпроводников и нек-рых сегнетоэлектриков.

В общем случае система имеет в неупорядоч. фазе группу симметрии $\mathcal{G}$. Параметр порядка φ можно разложить по неприводимым представлениям этой группы:

$$\varphi = \sum_{n,\,i} \eta_i^{(n)} \varphi_i^{(n)},$$

где n — номер неприводимого представления, φ_i^n — ф-ции базиса этого представления, $\eta_i^{(n)}$ — коэф. Термодинамич. потенциал F является инвариантом группы $\mathcal{G}$ и потому может быть представлен в виде ряда по инвариантам, составленным из $\eta_i^{(n)}$:

$$F = F_0 + \sum_n A_2^{(n)} I_2^{(n)} + \sum_n A_3^{(n)} I_3^{(n)} + \sum_n A_4^{(n)} I_4^{(n)}.$$

Для каждого представления существует лишь один квадратичный инвариант $I_i^{(n)} = \sum_i (\eta_i^{(n)})^2$. Существование и вид инвариантов более высокого порядка зависит от группы и представления. Если все коэф. $A_2^{(n)}$ положительны, то значения $\eta_i^{(n)} = 0$ дают единств. минимум F при малых $\eta_i^{(n)}$. ФП может произойти при изменении знака одного из коэф. $A_2^{(n)}$. Тогда ниже точки перехода возникает упорядочение, соответствующее неприводимому представлению с номером n. Для реализации ФП необходима устойчивость состояния с $\eta_i^{(n)} = 0$ при $A_2^{(n)} = 0$. Поэтому необходимым условием ФП в Л. т. является отсутствие кубич. инвариантов $I_3^{(n)}$ у представления с номером n. Это условие не является необходимым для ФП, происходящих вне рамок применимости Л. т. В частности, в двумерной системе с группой Z_3 происходит ФП 2-го рода, несмотря на существование кубич. инварианта (см. *Двумерные решёточные модели*). Для существования ФП в однородную (не зависящую от координат) фазу необходимо также отсутствие квадратичных инвариантов типа $K_2 = \eta_i \partial\eta_k/\partial x_\alpha - \eta_k \partial\eta_i/\partial x_\alpha$ (инвариант Лифшица).

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976, гл. 14; Паташинский А. З., Покровский В. Л., Флуктуационная теория фазовых переходов, 2 изд., М., 1982. *М. В. Фейгельман.*

ЛАНДАУ ТЕОРИЯ СВЕРХТЕКУЧЕСТИ — предложена Л. Д. Ландау (1941) для объяснения сверхтекучих свойств *квантовой жидкости* Не II, т. е. жидкого гелия ^{4}He при темп-рах ниже т. н. λ-перехода ($T_\lambda = 2{,}17$ K при давлении насыщенных паров гелия). *Сверхтекучесть* Не II (его способность без трения протекать сквозь узкие капилляры и щели) Ландау связал со свойствами спектра элементарных возбуждений Не II. При $T = 0$ жидкий ^{4}He находится в осн. состоянии. При темп-рах $T > 0$ K, но близких к абс. нулю жидкость переходит в одно из возбуждённых состояний, к-рые можно представить как совокупность элементарных возбуждений (*квазичастиц*). Простейшими элементарными возбуждениями жидкости являются колебания её плотности — *фононы*. Закон дисперсии фононов, т. е. зависимость их энергии $\mathcal{E}$ от импульса p, имеет вид $\mathcal{E} = cp$, где c — скорость звука. Для объяснения температурного хода термодинамич. величин Не II Ландау постулировал, что кроме фононного участка спектр элементарных возбуждений Не II содержит ещё участок с законом дисперсии $\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 + (\boldsymbol{p} - \boldsymbol{p}_0)^2/2m_{\text{рт}}$, и назвал соответствующие квазичастицы *ротонами* ($m_{\text{рт}}$ — эфф. масса ротона). Форма спектра, предложенная Ландау (см. *Гелий жидкий*, рис. 3), получила впоследствии подтверждение в экспериментах по неупругому рассеянию нейтронов на Не II.

Квантовая жидкость с рассмотренным Ландау спектром возбуждений при течении по трубе теряет импульс только за счёт возбуждений, возникающих при скоростях течения $v > v_c = \min[\mathcal{E}(p)/p]$. Т. о., квантовые жидкости, спектр к-рых удовлетворяет условию $\min[\mathcal{E}(p)/p] \neq 0$, обладают сверхтекучестью (критерий сверхтекучести Ландау). Спектр Не II удовлетворяет этому критерию при скоростях течения $v < v_c \approx \mathcal{E}_0/p_0$. Однако значение наблюдаемой критич. скорости v_c примерно на два порядка ниже указанной величины, что связано с рождением в жидкости *квантованных вихрей*.

При $T \neq 0$ Не II состоит из двух компонентов — нормального и сверхтекучего [Л. Тиса (L. Tisza), 1938]. Согласно Ландау, нормальный компонент связанный с движением газа возбуждений, переносит теплоту; его плотность ρ_n зависит от темп-ры, изменяясь от нуля при $T = 0$ до полной плотности жидкого гелия при $T = T_\lambda$. В интервале $0 < T < T_\lambda$ полная плотность ρ жидкости складывается из плотностей компонентов $\rho = \rho_n + \rho_s$. Каждый из компонентов течёт со своей скоростью, так что полная плотность потока жидкости $\boldsymbol{j}$ есть сумма плотностей потоков компонентов: $\boldsymbol{j} = \rho_n \boldsymbol{v}_n + \rho_s \boldsymbol{v}_s$. Нормальный компонент как любая обычная жидкость испытывает торможение при протекании через узкие капилляры. Течение сверхтекучего компонента при $v < v_c$ бездиссипативно и потенциально. В частности, он не переносит теплоты и не вращает лопасти турбины. Ур-ния двухскоростной гидродинамики Не II включают: ур-ние непрерывности

$$\partial\rho/\partial t + \operatorname{div} \boldsymbol{j} = 0;$$

закон сохранения импульса

$$\partial j_i/\partial t + \partial \Pi_{ik}/\partial X_k = 0,$$

где $\Pi_{ik} = \rho_s v_{si} v_{sk} + \rho_n v_{ni} v_{nk} + P\delta_{ik}$, P — давление, δ_{ik} — *Кронекера символ*; ур-ние сохранения энтропии

$$\partial S/\partial t + \operatorname{div} S\boldsymbol{v}_n = 0;$$

ур-ние для сверхтекучей скорости

$$\partial \boldsymbol{v}_s/\partial t + \nabla(\mu + v_s^2/2) = 0,$$

где μ — *химический потенциал*, удовлетворяющий тождеству

$$\rho\, d\mu = -S\, dT + dP - (\boldsymbol{j} - \rho_s \boldsymbol{v}_s)\, d(\boldsymbol{v}_n - \boldsymbol{v}_s).$$

Из ур-ний гидродинамики следует возможность распространения в Не II двух типов звуковых волн (см. *Звук* в сверхтекучем гелии) — волн плотности (первый звук) и температурных волн (второй звук), а также волн 4-го звука, распространяющихся в узких капиллярах в условиях заторможенного нормального компонента. Двухскоростная гидродинамика объясняет *термомеханический эффект* — возникновение разности давлений при наличии разности темп-р в двух сообщающихся сосудах с Не II, разделённых пористой перегородкой, а также обратный *механокалорический эффект* — охлаждение жидкости при пропускании её через пористую перегородку.

Ур-ния двухжидкостной гидродинамики Ландау, полученные для Не II, послужили основой для построения гидродинамики др. сверхтекучих жидкостей (смесей ^{3}He—^{4}He, фаз ^{3}He) и жидких кристаллов, обладающих дополнит. гидродинамич. степенями свободы. Ландау обосновал фонон-ротонный спектр Не II исходя из квантовой гидродинамики. Впоследствии Р. Фейнманом (R. Feynman, США, 1953) было показано, что в квантовой гидродинамике Ландау возможно существование множества низколежащих возбуждений с произвольно малым отношением $\mathcal{E}/p$, так что нарушается критерий сверхтекучести. Объяснение явления сверхтекучести требует привлечения квантовой статистики (Л. Тиса, 1938). Атомы ^{4}He — бесспиновые частицы и поэтому

подчиняются статистике Бозе — Эйнштейна, а жидкий ^{4}He представляет собой квантовую бозе-жидкость. Полное теоретич. рассмотрение свойств бозе-жидкости — сложная нерешённая до сих пор задача. Как показал Н. Н. Боголюбов (1947), сверхтекучесть ^{4}He может быть рассмотрена на модели слабо неидеального бозе-газа, в к-ром при понижении темп-ры происходит бозе-конденсация: накопление в одном квантовом состоянии с наинизшей энергией макроскопич. числа бозе-частиц. Именно наличие бозе-конденсата приводит к формированию спектра, удовлетворяющего критерию Ландау. Эксперимент показывает, что доля атомов ^{4}He, находящихся в конденсате при $T=0$, составляет ок. 10%. Качественное согласие теории с наблюдаемым спектром элементарных возбуждений было достигнуто при учёте свойств волновой ф-ции осн. состояния (Р. Фейнман, 1953—54).

По совр. представлениям, критерий Ландау не является определяющим для решения вопроса о сверхтекучести квантовой жидкости. Имеются примеры сверхтекучих систем, где критерий Ландау заведомо нарушен (бесщелевые сверхпроводники, сверхтекучая А-фаза ^{3}He). Фундаментальным свойством сверхтекучих систем является наличие сверхтекучего компонента — макроскопич. фракции жидкости, движение частиц к-рой когерентно (см. *Гелий жидкий*, *Сверхтекучесть*, *Когерентность*).

Лит.: Ландау Л. Д., Собр. трудов, т. 1, М., 1969, с. 352—86; Халатников И. М., Теория сверхтекучести, М., 1971; Фейнман Р., Статистическая механика, пер. с англ., М., 1975; Волович Г. Е., Сверхтекучие свойства А-фазы He^3, «УФН», 1984, т. 143, с. 73.

В. П. Минеев.

ЛАНДАУ УРОВНИ — квантованные значения энергии заряж. частиц (электронов и др.), движущихся в плоскости, перпендикулярной магн. полю. Согласно классич. механике, движение частиц с массой m и зарядом e в плоскости, перпендикулярной магн. полю $\boldsymbol{H}$, представляет собой периодич. движение по окружности под действием *Лоренца силы* с круговой частотой $\omega_c = |e|H/mc$ (т. н. *циклотронной частотой*). В квантовой механике такому финитному движению по окружности соответствуют движения с квантованными значениями энергии: $\mathcal{E}_n=(n+1/2)\hbar\omega_c$ (n — неотрицат. целое число). Это явление наз. орбитальным квантованием. Величина $|e|\hbar/mc$, характеризующая Л. у., равна $1{,}16\cdot10^{-8}$ эВ/Гс (если e — заряд электрона) и $\mathcal{E}_n=1{,}16\cdot10^{-8}\cdot(n+1/2)H$ (эВ). *Волновая функция* n-го Л. у. свободной частицы (электрона) имеет вид

$$\psi_n=\pi^{-1/4}(2^n n!r_c)^{1/2}\exp\left\{\frac{i}{\hbar}(p_x x+p_z z)-\frac{(y-y_0)^2}{2r_c^2}\right\}\times$$
$$\times H_n\left(\frac{y-y_0}{r_c}\right),$$

где p_x, p_z — x- и z-компоненты импульса частицы (ось z выбрана вдоль направления поля $\boldsymbol{H}$), H_n — полиномы Эрмита, $r_c^2=\hbar/m\omega_c$, а y_0 соответствует координате y центра орбиты (окружности), по к-рой вращается частица в плоскости xy при классич. описании движения в магн. поле (одновременно координаты x и y центра орбиты в квантовой механике задать нельзя). Каждый Л. у. с фиксированным p_z имеет бесконечную кратность вырождения, что является следствием независимости энергии от положения центра орбиты; кратность вырождения конечна для системы, конечной в плоскости xy. Возможность наблюдения Л. у. определяется безразмерным параметром $\omega_c\tau$, где τ — время *релаксации*, задающее ширину (размытие) Л. у. (при $\omega_c\tau\geqslant1$ столкновения электронов редки и преобладающее влияние на их движение оказывает магн. поле).

Существованием Л. у. объясняется диамагнетизм электронов проводимости в металлах и полупроводниках (*Ландау диамагнетизм*). Учёт Л. у. важен при рассмотрении систем заряж. частиц в магн. поле в разл. задачах физики плазмы, физики твёрдого тела (напр., *де Хааза — ван Альфена эффект*, *Лифшица — Онсагера квантование*), астрофизики.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, 3 изд., М., 1974; Ашкрофт Н., Мермин Н., Физика твердого тела, пер. с англ., т. 1, М., 1979.

А. Э. Мейерович.

ЛАНДАУ — ЛИФШИЦА УРАВНЕНИЕ — макроскопич. ур-ние бездиссипативного движения вектора *намагниченности* ферромагнетика в магн. поле (Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, 1935). Л.— Л. у. имеет вид

$$\dot{\boldsymbol{M}}=-\gamma[\boldsymbol{M}\boldsymbol{H}_{\text{эф}}], \qquad (1)$$

где $\boldsymbol{M}(\boldsymbol{r},t)$ — намагниченность единицы объёма ферромагнетика (ФМ), γ — *магнитомеханическое отношение*, $\boldsymbol{H}_{\text{эф}}(\boldsymbol{r},t)$ — эфф. магн. поле, определяемое как функциональная производная свободной энергии $F(\boldsymbol{M}, \partial\boldsymbol{M}/\partial x_i)$ ФМ по намагниченности:

$$\boldsymbol{H}_{\text{эф}}=-\frac{\delta F}{\delta\boldsymbol{M}}=-\frac{\partial F}{\partial\boldsymbol{M}}+\frac{\partial}{\partial x_i}\frac{\partial F}{\partial(\partial\boldsymbol{M}/\partial x_i)}. \qquad (2)$$

Если учитывать только *обменное взаимодействие* и энергию *магнитной анизотропии*, то свободная энергия F единицы объёма неоднородно намагниченного ФМ

$$F\left(\boldsymbol{M},\frac{\partial\boldsymbol{M}}{\partial x_i}\right)=\frac{1}{2}\alpha_{ik}\frac{\partial\boldsymbol{M}}{\partial x_l}\frac{\partial\boldsymbol{M}}{\partial x_k}+w_a(\boldsymbol{M})+$$
$$+\varphi(M^2)-(\boldsymbol{M}\boldsymbol{H}), \qquad (3)$$

где первое слагаемое учитывает вклад обменного взаимодействия, второе — магн. анизотропии; φ — ф-ция, обусловленная в осн. обменным взаимодействием; последнее слагаемое — энергия зеемановского взаимодействия с внеш. полем.

При этом $\boldsymbol{H}_{\text{эф}}$ с точностью до несущественных слагаемых, направленных вдоль $\boldsymbol{M}$, равно

$$\boldsymbol{H}_{\text{эф}}=\boldsymbol{H}+\alpha_{ik}\frac{\partial^2\boldsymbol{M}}{\partial x_i\,\partial x_k}-\frac{\partial w_a(\boldsymbol{M})}{\partial\boldsymbol{M}}. \qquad (4)$$

Л.— Л. у. отражает факт сохранения макроскопич. намагниченности при динамич. процессах в ФМ, ферромагнетизм к-рых обусловлен обменным взаимодействием. Л.— Л. у. применяется, напр., при теоретич. рассмотрении *доменной стенки динамики* и *ферромагнитного резонанса*.

Л.— Л. у. показывает, что вектор $\boldsymbol{M}$ под действием момента $[\boldsymbol{M}\boldsymbol{H}_{\text{эф}}]$ прецессирует, т. е. в ФМ могут распространяться низкочастотные *спиновые волны*. В изотропном ФМ ($w_a=0$, $\alpha_{ik}=\alpha\delta_{ik}$, где δ_{ik} — *Кронекера символ*) спектр таких спиновых волн имеет квадратичную зависимость от волнового вектора: $\omega=\gamma(H+\alpha M_0k^2)$, где ω и $\boldsymbol{k}$ — частота и волновой вектор колебаний, $\boldsymbol{M}_0$ — равновесная намагниченность вдоль внеш. магн. поля.

Точное ур-ние движения вектора $\boldsymbol{M}$ должно учитывать, в отличие от ф-л (1)—(4), также наличие *размагничивающего фактора* и эффекты (обычно слабые), обусловленные *диполь-дипольным взаимодействием*.

Для описания процесса диссипации (приближения $\boldsymbol{M}$ к его равновесному направлению, совпадающему с направлением $\boldsymbol{H}_{\text{эф}}$) в правую часть (1) дополнительно вводят выражение $\boldsymbol{R}$, записываемое либо в представлении Ландау — Лифшица (с одним диссипативным коэф. β)

$$\boldsymbol{R}=\beta[\boldsymbol{M}\dot{\boldsymbol{M}}], \qquad (5)$$

либо в представлении Блоха — Бломбергена (учитывающем различие времён продольной и поперечной спиновой релаксации T_1 и T_2)

$$\boldsymbol{R}=-\frac{1}{T_1}\{\boldsymbol{M}-\boldsymbol{e}(\boldsymbol{e}\boldsymbol{M})\}-\frac{1}{T_2}\{\boldsymbol{e}(\boldsymbol{e}\boldsymbol{M})-\boldsymbol{M}_0\}, \qquad (6)$$

где $\boldsymbol{e}=\boldsymbol{M}_0/M_0$ — единичный вектор вдоль направления равновесного магн. момента $\boldsymbol{M}_0$. Представления (5) и (6) принципиально различны: в случае (5) магн. релаксация происходит с сохранением полного магн. момента тела, а в случае (6) это обычно не так. Если компоненты магн. момента релаксируют синхронно, без отставания друг от друга, то следует предпочесть выражение (5). Ф-ла (6) предпочтительнее в условиях, когда, как правило, релаксация продольного компонента протекает

заметно медленнее, чем поперечного. Ур-ние типа (1) с диссипативным членом (6) наз. ур-нием Блоха (F. Bloch, 1946).

Л.— Л. у. применимо не только к ФМ, но также к парамагнетикам и в теории ядерного магнетизма (см. *Ядерный магнитный резонанс*).

Лит.: Ахиезер А. И., Барьяхтар В. Г., Пелетминский С. В., Спиновые волны, М., 1967; Ландау Л. Д., Собр. трудов, т. 1, М., 1969, с. 128—43; Уайт Р. М., Квантовая теория магнетизма, пер. с англ., М., 1972; Косевич А. М., Иванов Б. А., Ковалев А. С., Нелинейные волны намагниченности. Динамические и топологические солитоны, К., 1983.

А. Э. Мейерович.

ЛАНДЕ́ МНОЖИТЕЛЬ (g - фактор, фактор магнитного расщепления) — множитель в ф-ле для расщепления уровней энергии атома в магн. поле, определяющий масштаб расщепления в единицах $\mu_Б H$ ($\mu_Б$ — магнетон Бора, H — напряжённость магн. поля, см. *Зеемана эффект*). Введён А. Ланде (A. Landé) в 1921.

Л. м. для заданного уровня энергии зависит от характеризующих уровень квантовых чисел и в случае нормальной связи (см. *Атомные спектры*) выражается ф-лой Ланде

$$g = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)},$$

где L, S и J — квантовые числа, определяющие соответственно величины квадратов полного орбитального, полного спинового и результирующего моментов атома. Для чисто орбитального момента ($S=0$, $L=J$) Л. м. равен 1, для чисто спинового момента ($L=0$, $J=S$) он равен 2. В общем случае Л. м. может принимать как значения между 1 и 2, так и значения меньше 1 (в т. ч. отрицательные) и больше 2.

Наряду с атомным Л. м. вводят ядерный Л. м. (ядерный g-фактор), определяющий масштаб расщепления уровней энергии, связанного с магн. моментами атомных ядер. Ядерный Л. м. обусловливает масштаб расщепления в единицах $\mu_я H$ ($\mu_я$ — ядерный магнетон).

М. А. Ельяшевич.

ЛАНЖЕВЕ́НА УРАВНЕ́НИЕ — ур-ние движения макроскопич. тела, взаимодействующего с частицами термостата; их влияние учитывают при помощи согласованного включения в ур-ние силы трения и случайной внеш. силы. Если без учёта взаимодействия с термостатом ур-ние движения имело вид

$$m d^2\boldsymbol{r}/dt^2 + \operatorname{grad} U(\boldsymbol{r}, t) = 0,$$

где m — масса частицы, U — потенц. энергия, то соответствующее Л. у. принимает форму

$$m d^2\boldsymbol{r}/dt^2 + h\, d\boldsymbol{r}/dt + \operatorname{grad} U(\boldsymbol{r}, t) = \boldsymbol{F}(t).$$

Здесь $h d\boldsymbol{r}/dt$ — пропорциональная скорости $\boldsymbol{v} = d\boldsymbol{r}/dt$ сила трения, а $\boldsymbol{F}(t)$ — случайная сила. Последняя обусловлена одноврем. воздействием на тело большого числа частиц термостата, поэтому с большой точностью её можно считать нормально распределённой (см. *Гаусса распределение*). Ср. значение силы равно нулю, а *корреляционная функция* $\langle F_i(t_1) F_j(t_2)\rangle = B_{ij}(t_1 - t_2)$ зависит лишь от $\tau = t_1 - t_2$. Если время корреляции $\tau_к$ внеш. силы, совпадающее по порядку величины со временем одного соударения, $\tau_к \ll m/h$, то во всех соотношениях, содержащих лишь интегралы от корреляц. ф-ции, её можно считать пропорциональной δ-функции: $B_{ij}(\tau) = 2B\delta_{ij}\delta(\tau)$.

Величина B связана с коэф. трения h, т. к. и трение и внеш. сила обусловлены взаимодействием тела с термостатом. Эту связь легче всего установить для свободного движения, $U=0$, тогда при $t \gg m/h$ имеют место соотношения

$$\langle v^2(t)\rangle = 3B/mh, \quad \langle r^2(t)\rangle = 6Bt/h^2.$$

Из теоремы о равнораспределении энергии по степеням свободы следует, что $\langle v^2(t)\rangle = 3kT/m$, где T — абс. темп-ра, откуда $B = kTh$.

Это соотношение между интенсивностью случайной силы и коэф. трения является частным случаем *флуктуационно-диссипативной теоремы*. Ф-ла для $\langle r^2\rangle$ соответствует закону *диффузии* $\langle r^2(t)\rangle = 6Dt$, откуда получаются связь $B = Dh^2$ между B, h и коэф. диффузии D, а также соотношение Эйнштейна $hD = kT$ между коэф. трения и коэф. диффузии.

Напр., при медленном равномерном движении сферич. частицы радиуса a в вязкой жидкости с коэф. динамич. вязкости η имеет место ф-ла Стокса $h = 6\pi a\eta$. Тогда для коэф. диффузии этой частицы получаем ф-лу $D = kT/6\pi a\eta$.

Л. у. получено П. Ланжевеном (P. Langevin) в 1908 в теории *броуновского движения*, его используют для описания случайного воздействия на разл. динамич. системы, в кинетике фазовых переходов и др.

Лит.: Введение в статистическую радиофизику, ч. 1 — Рытов С. М., Случайные процессы, М., 1976; Климонтович Ю. Л., Статистическая физика, М., 1982.

В. И. Татарский.

ЛАНЖЕВЕ́НА ФУ́НКЦИЯ — $L(x) = \operatorname{cth} x - x^{-1}$; представляет собой больцмановское статистич. среднее величины $\cos\vartheta$, где ϑ — угол между вектором магн. момента $\boldsymbol{m}$ или электрич. дипольного момента $\boldsymbol{p}$ и внеш. полем (магн. $\boldsymbol{H}$ или электрич. $\boldsymbol{E}$).

$$L(x) = \overline{\cos\vartheta} = \int \exp(x\cos\vartheta)\cos\vartheta\, d\Omega \Big/ \int \exp(x\cos\vartheta)\, d\Omega, \qquad (1)$$

где $x = -V/kT$, $V = -\boldsymbol{mH}$ (или $V = -\boldsymbol{pE}$) — потенц. энергия, T — темп-ра, $d\Omega = \sin\vartheta\, d\varphi\, d\vartheta$ — элемент телесного угла. Введена П. Ланжевеном (P. Langevin, 1905) при вычислении *магнитной восприимчивости* парамагнетиков, а затем применена П. Дебаем (P. Debye) в теории поляризуемости диэлектриков.

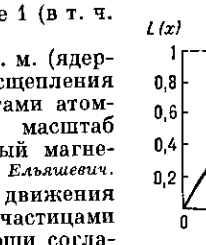


Рис. 1. График функции Ланжевена $L(x)$.

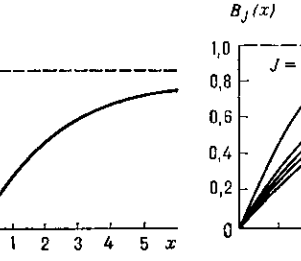


Рис. 2. График функции Бриллюэна $B_J(x)$.

$L(x)$ — классич. аналог функции Бриллюэна $B_J(x)$, получающейся при вычислении тех же величин в квантовой статистике:

$$B_J(x) = \frac{2J+1}{2J}\operatorname{cth}\frac{2J+1}{2J}x - \frac{1}{2J}\operatorname{cth}\frac{1}{2J}x, \qquad (2)$$

где J — полный квантовый момент кол-ва движения с $(2J+1)$ значениями проекции. При $J \to \infty$ (классич. предел) ф-ла (2) переходит в (1).

Ур-ние для *намагниченности* $\boldsymbol{M}$ (или вектора поляризации) записывается с помощью (1) в виде

$$\boldsymbol{M} = N\boldsymbol{m}L(x) \qquad (3)$$

(N — число магн. атомов в образце).

В слабых полях $x \ll 1$, $L(x) \approx x/3$, следовательно, $M = Nm^2H/3kT$.

Ф-лу (3) применяют и в случае ферромагнетиков (в приближении молекулярного поля $\boldsymbol{H}^* = \lambda\boldsymbol{M}$). При этом в выражение $x = mH/kT$ вместо H следует представить $H + H^*$, что даёт ур-ние намагниченности ферромагнетика (см. *Среднего поля приближение*).

Лит.: Киттель Ч., Введение в физику твердого тела, пер. с англ., М., 1978; Ашкрофт Н., Мермин Н., Физика твердого тела, пер. с англ., т. 2, М., 1979.

Ю. П. Ирхин.

ЛАНЖЕВЕ́НА — ДЕБА́Я ФО́РМУЛА — выражает зависимость диэлектрич. проницаемости ε полярного диэлектрика от дипольного электрич. момента p составляющих его молекул. Л.—Д. ф. является обобще-

нием *Клаузиуса—Моссотти формулы* на случай полярного диэлектрика и учитывает зависимость ε от темп-ры. Получена в 1912 П. Дебаем (P. Debye), к-рый при её выводе пришёл к выражению, совпадающему с ф-цией, введённой ранее (1905) П. Ланжевеном для магн. восприимчивости парамагнетиков. Л.—Д. ф. имеет вид:

$$\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon+2}=\frac{4\pi}{3}N(\alpha_0+p^2/3kT); \qquad (1)$$

здесь N — число молекул в единице объёма, α_0 — поляризуемость упругого смещения, T — темп-ра.

В отсутствие электрич. поля дипольные молекулы полярного диэлектрика ориентированы хаотически. В электрич. поле происходит преимуществ. ориентация молекул вдоль поля, чему препятствует тепловое движение. Поэтому дипольный момент полярной молекулы устанавливается не вдоль поля, а образует угол ϑ с направлением локального поля. Электрич. момент единицы объёма (поляризация) $P=Np\overline{\cos\vartheta}$, где $\overline{\cos\vartheta}$ — ср. значение по всем возможным ориентациям молекул при тепловом равновесии. С учётом *Больцмана распределения* $\overline{\cos\vartheta}=pE_{\text{лок}}/3kT$; тогда поляризация $P=Np^2E_{\text{лок}}/3kT$, а т. н. ориентац. поляризуемость (на молекулу) $\alpha_{\text{ор}}=p^2/3kT$. Полная поляризуемость, приходящаяся в ср. на одну полярную молекулу, $\alpha=\alpha_0+p^2/3kT$. Тогда диэлектрич. проницаемость будет связана с дипольным моментом соотношением (1), если $E_{\text{лок}}=E_{\text{ср}}+{}^4/_3\pi P$; а если $E_{\text{лок}}=E_{\text{ср}}$, то

$$\varepsilon-1=4\pi N\left(\alpha_0+\frac{p^2}{3kT}\right). \qquad (2)$$

Л.—Д. ф. используется для интерпретации структуры молекул, с её помощью определяют дипольные моменты по наклону прямой, характеризующей зависимость левой части (1) и (2) от T^{-1}. Применяется для газов и паров из полярных молекул при низких давлениях, а также для разбавленных растворов полярных жидкостей в неполярных растворителях.

Лит.: Дебай П., Полярные молекулы, пер. с нем., М.—Л., 1931; Киттель Ч., Введение в физику твёрдого тела, пер. с англ., М., 1978; Барфут Дж., Тейлор Дж., Полярные диэлектрики и их применения, пер. с англ., М., 1981.

ЛАНТА́Н (Lanthanum), La, хим. элемент III группы периодич. системы элементов, ат. номер 57, ат. масса 138,9055, относится к редкоземельным элементам. Природный Л. состоит из смеси стабильного ^{139}La (99,911%) и слаборадиоактивного ^{138}La (β-распад и K-захват, $T_{1/2}=1{,}1\cdot10^{11}$ лет). Конфигурация внеш. электронных оболочек $5s^2p^6d^16s^2$. Энергии последоват. ионизации: 5,577; 11,06; 19,176 эВ. Кристаллохим. радиус атома Л. 0,187 нм, радиус иона La^{3+} 0,104 нм. Значение электроотрицательности 1,08.

В свободном виде — серебристо-серый металл. При темп-ре ниже 260 °С устойчива α-модификация с гексагональной плотноупакованной решёткой, постоянные к-рой $a=0{,}3770$ нм, $c=1{,}2159$ нм; при темп-рах 260—880 °С устойчива β-модификация с кубич. гранецентриров. решёткой, к-рая при 880 °С переходит в γ-модификацию с кубич. объёмноцентриров. решёткой. Плотн. α-La 6,162 кг/дм^3, $t_{\text{пл}}=920$ °С, $t_{\text{кип}}=3450$ °С. Теплоёмкость $c_p=27{,}8$ Дж/моль·К, теплота плавления 6,19 кДж/моль, теплота испарения 412,15 кДж/моль. Коэф. термич. расширения $4{,}9\cdot10^{-6}$ (25 °С). Теплопроводность 13,8 Вт/м·К (26—30 °С). Уд. сопротивление 0,568 мкОм·м. Парамагнитен, магн. восприимчивость $0{,}73\cdot10^{-9}$ (при 20 °С). Модуль упругости 38,4 ГПа, модуль сдвига 14,9 ГПа. Тв. по Бринеллю 353 ГПа. α-La при 4,9 К (β-La при 5,85 К) переходит в сверхпроводящее состояние.

В хим. соединениях проявляет степень окисления +3. В сплавах с Ni Л. используется как геттер; Л. является одним из компонентов мишметалла (сплава ряда редкоземельных металлов). Оксид Л. La_2O_3 вводят в состав оптич. стекла для улучшения его свойств. Нуклид ^{139}La накапливается в больших кол-вах в продуктах деления урана и плутония (выход 6,3%); это осложняет работу реакторов, т. к. ^{139}La характеризуется высоким значением поперечного сечения захвата тепловых нейтронов (ок. $9\cdot10^{-28}$ м^2). Как радиоакт. индикатор наиб. значение имеет β-радиоактивный ^{140}La ($T_{1/2}=40{,}27$ ч). *С. С. Бердоносов.*

ЛАНТАНО́ИДЫ (лантаниды) — семейство хим. элементов с ат. номерами 58—71, расположенных за La в 6-м периоде периодич. системы элементов. К Л. принадлежат церий Ce, празеодим Pr, неодим Nd, прометий Pm, самарий Sm, европий Eu, гадолиний Gd, тербий Tb, диспрозий Dy, гольмий Ho, эрбий Er, тулий Tm, иттербий Yb, лютеций Lu. Относятся, как и лантан La, к редкоземельным элементам. В периодич. системе Л. часто размещают в одной клетке с La, в лит-ре для них применяют обобщённый символ Ln.

Из всех Л. только Pm радиоактивен и не имеет стабильных или достаточно долгоживущих изотопов. Остальные Л. встречаются в рассеянном виде в природе (в составе лопарита, монацита и др. минералов). Нек-рые Л. (^{144}Nd, ^{145}Nd, ^{147}Sm, ^{148}Sm, ^{152}Gd, ^{176}Lu) имеют, кроме стабильных, долгоживущие радиоакт. изотопы, период полураспада к-рых значительно превышает возраст Земли.

Л. принято подразделять на цериевую (от Ce до Eu) и иттриевую подгруппы (в неё входит близкий по свойствам иттрий). Л. от Ce до Ga наз. лёгкими, от Tb до Lu — тяжёлыми.

Физ. и хим. свойства всех Л. сходны, что объясняется особенностями строения их электронных оболочек. Конфигурация двух внеш. оболочек $5s^2p^6s^2$, кроме Gd и Lu, имеющих также электрон $5d$. С возрастанием атомного номера у них застраивается внутренняя $4f$-оболочка. В химических соединениях Л. проявляют степень окисления +3 (нек-рые из них способны также проявлять степень окисления +2 или +4). Л. имеют сходное с атомами актиноидов строение электронных оболочек, что объясняет близость свойств элементов этих двух семейств.

С увеличением атомного номера у Л. (как и у актиноидов) наблюдается постепенное уменьшение атомных радиусов (т. н. лантаноидное сжатие). Напр., радиусы ионов Ln^{3+} изменяются от 0,102 нм у Ce^{3+} до 0,080 нм у Lu^{3+}.

Л. в свободном виде представляют собой серебристые металлы, темп-ры плавления к-рых лежат в пределах 800—1700 °С. Они характеризуются сравнительно низкой электропроводностью, большинство из них парамагнитны. Gd, Dy и Er при низких темп-рах обладают ферромагн. свойствами. При сплавлении Л. образуют твёрдые растворы (мишметаллы). Мн. соединения Л. применяют в качестве добавок при изготовлении спец. органич. стёкол, кристаллофосфоров, лазерных материалов, используют в атомной технике и т. д.

Лит.: Физика и химия редкоземельных элементов. Справочник, пер. с англ., М., 1982. *С. С. Бердоносов.*

ЛАПЛА́СА ЗАКО́Н — прямо пропорциональная зависимость *капиллярного давления* Δp от поверхностного натяжения σ на поверхности раздела двух жидкостей или жидкости и газа и от ср. кривизны поверхности (т. е. $1/R_1+1/R_2$; здесь R_1 и R_2 — гл. радиусы кривизны двух взаимно перпендикулярных нормальных сечений поверхности):

$$\Delta p=\sigma\left(\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2}\right).$$

Один из осн. законов капиллярных явлений. Установлен П. С. Лапласом (P. S. Laplace) в 1806.

ЛАПЛА́СА ОПЕРА́ТОР (лапласиан) — простейший эллиптич. дифференц. оператор 2-го порядка

$$\Delta f=\frac{\partial^2 f}{\partial x_1^2}+\ldots+\frac{\partial^2 f}{\partial x_n^2},$$

действующий на гладкие ф-ции $f(x_1, \ldots, x_n)$, определённые в евклидовом пространстве $\mathbb{R}^n$ с декартовыми координатами $x_1, \ldots, x_n$ (или в нек-рой его части G). Л. о. инвариантен относительно ортогональных преобразований координат в $\mathbb{R}^n$, т. е. преобразований $x_i' = \sum_k s_{ik} x_k$ с ортогональной матрицей s_{ik}. Естеств. обобщением Л. о. на случай риманова пространства с метрикой $ds^2 = \sum_{i,j} g_{ij} dx_i dx_j$, где g_{ij} — метрический тензор, $x_1, \ldots, x_n$ — локальные координаты, служит оператор Бельтрами — Лапласа

$$\Delta f = -g^{-1/2} \sum_{i,j} \frac{\partial}{\partial x_i} \left(g^{1/2} g^{ij} \frac{\partial f}{\partial x_j} \right),$$

где матрица $g^{ij} = g_{ij}^{-1}$, а $g = \det \| g_{ij} \|$. *Р. А. Минлос.*

ЛАПЛА́СА ПРЕОБРАЗОВА́НИЕ — *интегральное преобразование*

$$F(k) = \int_L f(z) e^{-kz} dz,$$

где интегрирование ведётся по контуру L в комплексной плоскости переменной $z = x + iy$, ставящее в соответствие ф-ции $f(z)$, определённой и интегрируемой на L, аналитич. ф-цию $F(k)$ комплексной переменной $k = q + ip$. Л. п. в более узком смысле определяют на полуоси $[0, \infty]$:

$$F(k) = \int_0^\infty f(x) e^{-kx} dx. \qquad (*)$$

В физ. приложениях чаще встречается именно такое одностороннее Л. п.: переменная x имеет обычно смысл времени, а функция $f(x)$ описывает реакцию системы на внеш. воздействие, начинающееся с момента $x = 0$ (в двустороннем Л. п. интегрирование проводится по всей оси). Согласно физ. *причинности принципу*, реакция не может опережать воздействие, и $f(x) = 0$ для $x < 0$. Поскольку Л. п. даёт в этом случае ф-цию $F(k)$, аналитическую при $q > 0$, можно использовать аппарат теории аналитич. ф-ций для матем. анализа разл. явлений в оптике, электродинамике сплошных сред, теории электрич. цепей, гидродинамике, сейсмологии и др. (см. *Дисперсионные соотношения*). Л. п. введено П. Лапласом (1812), впоследствии использовано для обоснования операционного исчисления, введённого О. Хевисайдом (O. Heaviside).

Л. п. тесно связано с *Фурье преобразованием*: ф-лу $(*)$ можно рассматривать как преобразование ф-ции Фурье $\varphi(x) = f(x) \exp(-qx)$, обращающейся в 0 при $x < 0$. При нек-рых дополнит. условиях справедлива след. ф-ла для обратного Л. п.:

$$f(x + i0) + f(x - i0) = (\pi i)^{-1} \lim_{R \to \infty} \int_{q-iR}^{q+iR} F(k) \exp(kx)\, dk.$$

В релятивистской физике причинность формулируется в терминах релятивистской инвариантности. В простейшем случае локального воздействия, начинающегося в момент $x_0 = 0$ в точке $\boldsymbol{x} = (x_1, x_2, x_3) = 0$, реакция на него может быть отличной от нуля лишь в конусе $V_+ = \{x_0^2 \geqslant \boldsymbol{x}^2, \quad x_0 \geqslant 0\}$. Обобщающее $(*)$ многомерное Л. п.

$$F(k_\mu) = \int_{V_+} f(x_\mu) \exp(-k_0 x_0 + k\boldsymbol{x})\, dx_0\, dx$$

даёт ф-цию комплексного 4-вектора k_μ, $\mu = 0, 1, 2, 3$, аналитическую в трубчатой области $-\infty < p_\mu < +\infty$, $q_0^2 > \boldsymbol{q}^2$, $q_0 > 0$. Отсюда следуют аналитич. свойства амплитуд рассеяния (см. *Дисперсионных соотношений метод*) в квантовой теории поля.

Лит.: Лаврентьев М. А., Шабат Б. В., Методы теории функций комплексного переменного, 5 изд., М., 1987; Диткин В. А., Прудников А. П., Интегральные преобразования и операционное исчисление, 2 изд., М., 1974; Владимиров В. С., Обобщенные функции в математической физике, 2 изд., М., 1979. *В. П. Павлов.*

ЛАПЛА́СА УРАВНЕ́НИЕ — дифференциальное ур-ние $\Delta f = 0$, где Δ — *Лапласа оператор*, а ф-ция $f(x_1, \ldots, x_n)$ отыскивается во всём пространстве $\mathbb{R}^n$ или в его части G. Решения Л. у. наз. *гармоническими функциями*. Каждое решение Л. у. в огранич. области G однозначно выделяется краевыми условиями, накладываемыми на поведение решения (или его производных) на границе ∂G области G. Если решение отыскивается во всём пространстве $\mathbb{R}^n$, краевые условия сводятся к предписанию нек-рой асимптотики для f при $x_1, \ldots, x_n \to \infty$. Задача о нахождении таких решений наз. краевой задачей. Чаще всего встречаются *Дирихле задача*, когда на границе задано значение самой ф-ции f, и *Неймана задача*, когда задано значение производной f по нормали к границе. В случае $n = 2$, когда $\mathbb{R}$ можно отождествить с комплексной плоскостью $\mathbb{C}$, всякая гармонич. ф-ция $f(x_1, x_2)$ в области $G \subset \mathbb{C}$ является вещественной частью нек-рой аналитич. ф-ции $w(z)$ в этой области ($z = x_1 + ix_2$). Это обстоятельство позволяет использовать при изучении Л. у. методы теории аналитич. ф-ций. Соответствующее Л. у. неоднородное ур-ние наз. *Пуассона уравнением*. Л. у. описывает стационарное распределение потенциала (электрич., гравитац. и др. полей) в однородной среде без источников внутри области G. *Р. А. Минлос.*

ЛАПЛАСИА́Н — то же, что *Лапласа оператор*.

ЛАРМОРА ПРЕЦЕ́ССИЯ — *прецессия* системы заряж. частиц (как целого), состоящей из частиц с одинаковым отношением $q_i/m_i = q/m$, совершающих нерелятивистское финитное движение в слабом магн. поле $\boldsymbol{H}$ (q_i и m_i — заряд и масса i-й частицы). Прецессия осуществляется вокруг направления магн. поля с угл. скоростью $\omega_L = qH/2mc$, к-рая наз. частотой Ларморa (иногда частотой Лармора наз. вдвое бо́льшую величину — *гиромагнитную частоту*). Финитность (т. е. ограниченность в пространстве) движения достигается, напр., за счёт центрально-симметричного электрич. поля. Эти утверждения составляют теорему Ларморa: движение такой системы зарядов в слабом магн. поле эквивалентно поведению их в системе отсчёта, равномерно вращающейся с угл. скоростью ω_L. Действительно, во вращающейся системе отсчёта на частицы дополнительно действуют сила Кориолиса $F_К = 2m_i[\boldsymbol{v}_i\boldsymbol{\omega}]$ ($\boldsymbol{v}_i$ — скорость частицы) и центробежная сила, пропорциональная ω^2, к-рой при достаточно малых ω можно пренебречь по сравнению с $F_К$. При $\boldsymbol{\omega} = -q\boldsymbol{H}/2mc$ сила Кориолиса компенсирует силу Лоренца $F_Л = q_i[\boldsymbol{v}_i\boldsymbol{H}]/c$, действующую на заряж. частицы. Т. о., в такой равномерно вращающейся системе отсчёта движение частиц совпадает с их движением в покоящейся системе отсчёта в отсутствие магн. поля. Следовательно, движение такой системы частиц в магн. поле сводится к вращению её как целого с частотой ω_L. Применимость теоремы Лармора ограничена одинаковым значением q_i/m_i для всех заряж. частиц и малостью магн. поля. Последнее ограничение вызвано необходимостью малости центробежной силы $m_i[\boldsymbol{\omega}_L[\boldsymbol{r}_i\boldsymbol{\omega}_L]]$ ($\boldsymbol{r}_i$ — радиус-вектор частицы) по сравнению с силой Кориолиса. В терминах частот это условие означает малость ω_L по сравнению с собств. частотами финитного движения.

Физ. природа Л. п. связана с усреднённым воздействием силы Лоренца на быстро осциллирующие заряж. частицы. Если, напр., невозмущённое движение заряда представляет собой вращение с угл. скоростью ω_0 и радиусом орбиты r_0, то это приводит к появлению орбитального магн. момента $p^m = (1/2c) q r_0^2 \omega_0$ и механич. момента $M = m\omega_0^2 r_0$. Под действием слабого внеш. магн. поля $\boldsymbol{H}$ в первом приближении по малому параметру

$\omega_H/\omega_0 \ll 1$ ($\omega_H = qH/mc = 2\omega_L$) движение вектора $\boldsymbol{M}$, усреднённого ($\boldsymbol{M} \to \langle \boldsymbol{M} \rangle$) по периоду быстрых вращений $2\pi/\omega_0$, будет подчиняться ур-нию

$$\frac{d}{dt}\langle \boldsymbol{M} \rangle = [\boldsymbol{p}^m \boldsymbol{H}] = -[\omega_L \langle \boldsymbol{M} \rangle],$$

к-рое описывает прецессию $\langle \boldsymbol{M} \rangle$ или $\boldsymbol{p}^m$ вокруг $\boldsymbol{H}$ с пост. угл. скоростью ω_L.

Л. п. приводит к возникновению дополнит. магн. момента системы заряж. частиц. Л. п. служит основой для объяснения мн. физ. явлений, таких, как магн. вращение плоскости поляризации, нормальный эффект Зеемана, явление диамагнетизма и др.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988; Ахиезер А. И., Ахиезер И. А., Электромагнетизм и электромагнитные волны, М., 1985.

А. В. Тур, В. В. Яновский.

ЛА́УЭ МЕ́ТОД — метод исследования монокристаллов с помощью *дифракции рентгеновских лучей*; один из методов *рентгеновского структурного анализа*. Представляет собой усовершенствованную методику опыта, поставленного в 1912 В. Фридрихом (W. Friedrich) и П. Книппингом (P. Knipping) по предложению М. Лауэ (M. Laue); в этом эксперименте была открыта дифракция рентг. излучения на кристалле.

В Л. м. тонкий пучок рентг. лучей непрерывного спектра падает на неподвижный монокристалл, закреплённый на гониометрич. головке (см. *Рентгеновский гониометр*). Излучение, рассеянное кристаллом

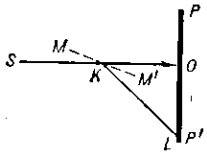


Схема метода Лауэ: SO — первичный пучок лучей; K — кристалл; MM' — пространственная ориентация одной из находящихся в отражающем положении систем атомных плоскостей кристалла; KL — отражённый (дифрагированный) луч; PP' — фотоплёнка.

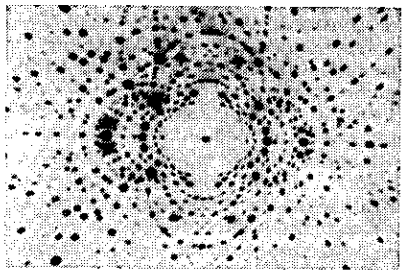
в направлениях, определяемых *Брэгга — Вульфа условием*, регистрируется на плоской фотоплёнке, помещённой за кристаллом перпендикулярно падающему пучку лучей; полученное изображение наз. *лауэграммой*. В случае крупных монокристаллов фотоплёнка располагается перед кристаллом, а лауэграмма, полученная таким способом, наз. эпиграммой.

Л. м. применяется для пространственной ориентировки монокристаллов (в особенности неогранённых), определения *точечной группы симметрии* кристаллов, исследования реальной структуры и совершенства внутр. строения монокристаллов (см. также *Рентгеновская топография*). Л. м. используется также для исследования процессов старения и распада в метастабильных фазах, перестройки кристаллич. структуры под действием темп-ры, облучения нейтронами или γ-излучением (см. *Рентгенография материалов*), а также неупругих когерентных процессов рассеяния рентг. излучения и др. проблем.

Лит. см. при ст. *Дифракция рентгеновских лучей. Рентгеновский структурный анализ.*

А. В. Колпаков.

ЛАУЭГРА́ММА — *рентгенограмма*, содержащая дифракционное изображение монокристалла, полученная



Лауэграмма монокристалла берилла, снятая вдоль оси симметрии 2-го порядка.

Лауэ методом. Дифракц. максимумы на Л. расположены вдоль кривых 2-го порядка (зональных кривых), вершины к-рых лежат в точке пересечения прямого пучка рентг. лучей с фотоплёнкой (рис.). Дифракц. максимумы, принадлежащие одной зональной кривой, образованы отражением лучей от семейства атомных плоскостей кристалла, проходящих через к.-л. узловую прямую в кристаллич. структуре (зона). Каждая зона содержит бесконечное число плоскостей. Однако дифракция возможна лишь на тех плоскостях, для к-рых выполняется условие $2d\sin\vartheta > \lambda_{\text{мин}}$, где $\lambda_{\text{мин}}$ — мин. длина волны в спектре падающего на кристалл излучения, ϑ — угол Брэгга, d — межплоскостное расстояние для данного семейства атомных плоскостей. Поэтому любая зона даёт конечное число отражённых лучей, распространяющихся вдоль образующих конуса, осью к-рого является узловая кривая. При этом каждый дифракц. максимум на Л. лежит на пересечении многих зональных кривых, т. к. соответствующая атомная плоскость одновременно принадлежит всем тем зонам, оси к-рых параллельны ей. Отсутствие дифракц. максимумов в центре Л. обусловлено существованием КВ-границы в спектре падающего излучения.

Если первичный луч распространяется вдоль к.-л. симметричного направления в кристалле, то Л. обладает определ. симметрией в расположении дифракц. максимумов. Всего существует 10 классов дифракц. (лауэвской) симметрии Л. По нескольким Л., полученным при разл. положениях кристалла, можно определить ориентировку его кристаллографич. осей относительно выбранной системы координат. Л., снятая вдоль к.-л. симметричного направления в кристалле, всегда обладает центром симметрии, поэтому без привлечения дополнит. данных невозможно однозначно установить принадлежность кристалла к одной из 32 групп точечной *симметрии кристаллов*. Присутствие на Л. систематич. погасаний используется для установления пространственной группы симметрии кристалла.

Исходным пунктом исследования кристалла по Л. является её индицирование, т. е. установление кристаллографич. индексов систем атомных плоскостей, дающих соответствующие дифракц. максимумы, для чего разработаны спец. методы. Интенсивность и форма дифракц. максимумов на Л. сложным образом зависят от распределения энергии по спектру падающего излучения, величины *структурного фактора* и различных угловых множителей (см. *Дифракция рентгеновских лучей*), формы и реального строения кристалла и др. факторов. Кроме того, в каждый дифракц. максимум вносят вклад отражения разных порядков кратных длин волн (λ, $\lambda/2$, $\lambda/3$, . . .) от одной и той же системы атомных плоскостей (см. *Брэгга — Вульфа условие*), что исключает применение Л. для расшифровки структуры кристаллов и установления абс. размеров элементарной ячейки кристалла (см. *Рентгеновский структурный анализ*).

А. В. Колпаков.

ЛЕ́ВИ-ЧИВИ́ТЫ СИ́МВОЛ (абсолютно антисимметричный тензор) — антисимметричная ф-ция $\varepsilon(i_1, i_2, \ldots, i_n)$ n переменных (каждая из к-рых принимает целые значения от 1 до n), равная $+1$ (-1), если последовательность $i_1, i_2, \ldots, i_n$ получается чётной (нечётной) перестановкой 1, 2, . . ., n. В остальных случаях Л.-Ч. с. равен нулю. Введён Т. Леви-Чивитой (T. Levi-Civita).

Л.-Ч. с. равен определителю матрицы, (k, l)-элемент к-рой есть *Кронекера символ* $\delta^k_{i_l}$:

$$\varepsilon(i_1, i_2, \ldots, i_n) = \det \left\| \delta^k_{i_l} \right\|.$$

Л.-Ч. с. можно выразить также через обобщённый символ Кронекера: $\varepsilon(i_1, i_2, \ldots, i_n) = \delta^{1 \ldots n}_{i_1 \ldots i_n}$; при перестановке любых двух аргументов Л.-Ч. с. меняет знак.

Л.-Ч. с. задаёт контравариантный (ковариантный) *псевдотензор* (тензорную плотность) валентности n и веса $+1$ (-1) с одинаковыми во всех системах ко-

ординат компонентами $\varepsilon^{i_1,\ldots,i_n}=\varepsilon_{i_1,\ldots,i_n}=\varepsilon(i_1, i_2, \ldots, i_n)$. При помощи Л.-Ч. с. можно описать, напр., соответствие между ковариантным тензором T валентности $k<n$ и контравариантным псевдотензором A валентности $n-k$: $\varepsilon^{i_1,\ldots,i_n}T_{i_1\ldots i_k}=k!A^{i_{k+1}\ldots i_n}$. Напр., в 3-мерном евклидовом пространстве векторное произведение векторов $\boldsymbol{a}$ и $\boldsymbol{b}$ равно $[\boldsymbol{ab}]_l=\varepsilon_{ikl}a_ib_k$.

С. И. Азаков, В. Н. Сушко.

ЛЁВШИНА ПРАВИЛО (зеркальной симметрии правило) люминесценции — правило расположения линий поглощения и люминесценции. Подробнее см. в ст. *Степанова универсальное соотношение.*

ЛЕГИРОВАНИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВ — дозированное введение в *полупроводник* примесей или структурных дефектов с целью изменения их электрич. свойств. Наиб. распространено примесное Л. п. Электрич. свойства легированных полупроводников зависят от природы и концентрации вводимых примесей. Для получения полупроводников с электронной проводимостью (n-типа) с изменяющейся в широких пределах концентрацией электронов проводимости обычно используют донорные примеси, образующие «мелкие» энергетич. уровни в запрещённой зоне вблизи дна зоны проводимости $\mathcal{E}_c$. Для получения полупроводников с дырочной проводимостью (p-типа) вводятся акцепторные примеси, образующие уровни вблизи потолка $\mathcal{E}_v$ валентной зоны. Атомы таких примесей при комнатной темп-ре (300 К) практически полностью ионизованы (энергия ионизации $\leqslant$0,05 эВ), так что их концентрация определяет концентрацию осн. носителей заряда, к-рая связана с проводимостью σ полупроводника соотношением

$$\sigma_n=e\mu_э n \qquad (1)$$

для электронного типа проводимости и

$$\sigma_p=e\mu_д p \qquad (2)$$

для дырочного типа проводимости. Здесь n — концентрация электронов; p — концентрация дырок; e — заряд электрона; $\mu_э$, $\mu_д$ — подвижности электронов и дырок (см. *Полупроводниковые материалы*).

Для Ge и Si донорами служат элементы подгруппы Va периодич. системы элементов (P, As, Sb), акцепторами — элементы подгруппы IIIa (B, Al, Ga). Для полупроводников типа $A^{III}B^{V}$ доноры — элементы подгруппы VIa (S, Se, Te), а также Sn. Акцепторы—элементы подгруппы IIa (Be, Mg, Zn, Cd). Примеси Si и Ge в полупроводниках типа $A^{III}B^{V}$ в зависимости от условий получения кристаллов и эпитаксильных слоёв могут проявлять как донорные, так и акцепторные свойства. В полупроводниках типа $A^{II}B^{VI}$ и $A^{IV}B^{VI}$ тип и величина проводимости обычно регулируются отклонением от стехиометрич. состава, обеспечивающим заданную концентрацию собственных точечных дефектов (*вакансии, межузельные атомы*).

Перечисленные примеси, как правило, образуют в полупроводниках *твёрдые растворы* замещения и обладают высокой растворимостью (10^{18}—10^{20} ат/см^3) в широком интервале темп-р. Растворимость их носит ретроградный характер и достигает максимума в Ge при 700—900 °С, в Si — при 1200—1350 °С, в GaAs — при 1100—1200 °С. Эти примеси имеют малые сечения захвата носителей, являются малоэффективными центрами рекомбинации и поэтому слабо влияют на время жизни носителей.

Примеси тяжёлых и благородных металлов (Fe, Ni, Cr, Nb, W, Cu, Ag, Au и др.) образуют «глубокие» уровни в запрещённой зоне, имеют большие сечения захвата носителей и являются эффективными центрами рекомбинации, что приводит к значит. снижению времени жизни носителей. Эти примеси обладают малой и ярко выраженной ретроградной растворимостью. Их используют для получения полупроводников с малым временем жизни носителей или с высоким удельным сопротивлением, достигаемым за счёт компенсации мелких энергетич. уровней противоположной природы. Последнее часто применяют для получения полуизолирующих кристаллов широкозонных соединений $A^{III}B^{V}$ (GaAs, GaP, InP, используют примеси Fe, Ni, Cr). Основные характеристики наиболее распространённых примесей в важнейших полупроводниках даны в табл.

Методы легирования. Л. п. обычно осуществляют непосредственно в процессах выращивания монокристаллов и эпитаксиальных структур. Примесь вводится в расплав, раствор или газовую фазу. Расчёт необходимого содержания примеси требует знания количественной связи между её концентрацией и свойствами полупроводника и свойств примеси: коэф. распределения K между фазами, упругости паров и скорости испарения в широком интервале темп-р, растворимости в твёрдой фазе и т. д.

При Л. п. необходимо равномерное распределение примеси в объёме кристалла или по толщине эпитаксиального слоя. При направленной *кристаллизации* из расплава равномерное распределение примеси по длине слитка достигается поддержанием постоянной её концентрации в расплаве (за счёт его подпитки) либо программированным изменением коэф. распределения примеси. Последнее достигается изменением параметров процесса роста. Повысить однородность распределения примесей в монокристаллах можно воздействуя на расплав магн. полем. Магн. поле, приложенное к проводящему расплаву, ведёт к возникновению пондеромоторных сил. Последние резко снижают интенсивность конвекции и связанные с ней флуктуации темп-ры и концентрации примесей. В результате однородность кристалла повышается. Однородного распределения при *эпитаксии* из жидкой фазы достигают кристаллизацией при пост. темп-ре; в случае газофазной эпитаксии, обеспечивая пост. концентрацию примеси в газовой фазе над подложкой.

Радиационное легирование. Доноры и акцепторы могут возникать в результате ядерных реакций. Наиб. важны реакции под действием тепловых нейтронов, к-рые обладают большой проникающей способностью. Это обеспечивает однородность распределения примеси. Концентрация примесей, образующихся в результате нейтронного облучения, определяется соотношением

$$N_{пр}=N_0\sigma C\varphi t, \qquad (3)$$

где N_0 — кол-во атомов в единице объёма полупроводника, σ — сечение поглощения тепловых нейтронов, C — содержание нуклида в естеств. смеси (в %), φ — плотность потока нейтронов, t — время облучения. Этот метод обеспечивает контролируемое введение примеси и равномерное её распределение. Однако в процессе облучения в кристалле образуются *радиационные дефекты*, для устранения к-рых необходим последующий высокотемпературный отжиг (кроме того, появляется наведённая радиоактивность, требующая достаточно длит. выдержки образцов после облучения). Л. п. методом облучения тепловыми нейтронами используется, напр., для получения высокоомных монокристаллов Si(P):

$$^{30}Si_{14}\,(n,\gamma)^{31}Si_{14}\xrightarrow[2,6\ r]{\beta^-}{}^{31}P_{15};$$

метод перспективен для легирования GaAs и др.

Диффузионный метод. При создании структур с p—n-переходами используется диффузионное введение примеси. Профиль распределения концентрации примеси при диффузии имеет вид плавной кривой, характер к-рой определяется: темп-рой и временем проведения процесса, толщиной слоя, из к-рого осуществляется диффузия, концентрацией и формой нахождения примеси в источнике, а также её электрич. зарядом и возможностью взаимодействия с сопутствую-

Характеристики важнейших примесей в Si, Ge и GaAs

Полупроводник	Примесь (А — акцептор, Д — донор)	Энергия ионизации, эВ *	Ковалентный радиус, нм	Коэф. распределения, К	Макс. растворимость, ат/см³ **
Si	B (А)	$\mathcal{E}_v$ +0,045	0,88	0,8	$6\cdot10^{20}$ (1400 °С)
	Al (А)	$\mathcal{E}_v$ +0,057	0,126	0,02	$2\cdot10^{19}$ (1250 °С)
	Ga (А)	$\mathcal{E}_v$ +0,065	0,126	0,003	$1\cdot10^{19}$ (1250 °С)
	In (А)	$\mathcal{E}_v$ +0,16	0,144	$4\cdot10^{-4}$	
	Tl (А)	$\mathcal{E}_v$ +0,26	0,147	$\sim10^{-5}$	
	P (Д)	$\mathcal{E}_c$ −0,044	0,11	0,35	$1,3\cdot10^{21}$ (1200 °С)
	As (Д)	$\mathcal{E}_c$ −0,049	0,118	0,3	$1,8\cdot10^{21}$ (1200 °С)
	Sb (Д)	$\mathcal{E}_c$ −0,039	0,136	0,023	$6\cdot10^{19}$ (1350 °С)
	Bi (Д)	$\mathcal{E}_c$ −0,069	0,146	$7\cdot10^{-4}$	$8\cdot10^{17}$ (1320 °С)
	Fe (Д)	$\mathcal{E}_c$ −0,53	0,126	$8\cdot10^{-6}$	$3,2\cdot10^{16}$ (1320 °С)
	Fe (Д)	$\mathcal{E}_v$ +0,40			
	Mn (Д)	$\mathcal{E}_c$ −0,53	0,127	$\sim10^{-5}$	$3,8\cdot10^{18}$ (1320 °С)
	Au (А)	$\mathcal{E}_v$ +0,39	0,150	$2,5\cdot10^{-5}$	$1,2\cdot10^{17}$ (1300 °С)
Ge	Au (Д)	$\mathcal{E}_c$ −0,30			
	B (А)	$\mathcal{E}_v$ +0,01	0,88	~10	
	Al (А)	$\mathcal{E}_v$ +0,01	0,126	0,073	$4\cdot10^{20}$ (700 °С)
	Ga (А)	$\mathcal{E}_v$ +0,01	0,126	0,087	$5\cdot10^{20}$ (700 °С)
	In (А)	$\mathcal{E}_v$ +0,01	0,144	$1,2\cdot10^{-3}$	$4\cdot10^{18}$ (800 °С)
	Tl (А)	$\mathcal{E}_v$ +0,01	0,147	$4\cdot10^{-6}$	
	P (Д)	$\mathcal{E}_c$ −0,01	0,110	0,12	
	As (Д)	$\mathcal{E}_c$ −0,01	0,118	0,03	$6\cdot10^{19}$ (800 °С)
	Sb (Д)	$\mathcal{E}_c$ −0,01	0,136	0,003	$5\cdot10^{20}$ (700 °С)
	Bi (Д)	$\mathcal{E}_c$ −0,01	0,146	$4,5\cdot10^{-5}$	
	Fe (Д)	$\mathcal{E}_c$ −0,27	0,126	$\sim1\cdot10^{-5}$	$1,3\cdot10^{15}$ (870 °С)
	Fe (Д)	$\mathcal{E}_v$ +0,34			
	Cu (А)	$\mathcal{E}_v$ +0,34			
	Cu (А)	$\mathcal{E}_v$ +0,04	0,135	$1,5\cdot10^{-5}$	$5\cdot10^{18}$ (750 °С)
	Au (А)	$\mathcal{E}_v$ +0,05	0,150	$2,1\cdot10^{-5}$	$2\cdot10^{16}$ (900 °С)
	Au (А)	$\mathcal{E}_v$ +0,15			
GaAs	Au (Д)	$\mathcal{E}_c$ −0,04			
	Zn (А)	$\mathcal{E}_v$ +0,024	0,131	0,42	$2\cdot10^{20}$ (1238 °С)
	Cd (А)	$\mathcal{E}_v$ +0,021	0,148	0,02	
	Si (Д)	$\mathcal{E}_c$ −0,002	0,117	0,14	$1\cdot10^{20}$ (1238 °С)
	Si (А)	$\mathcal{E}_v$ +0,025			
	Ge (Д)	мелкий уровень	0,122	0,015	$6\cdot10^{19}$ (1238 °С)
	Ge (А)	$\mathcal{E}_v$ +0,03			
	Sn (Д)	мелкий уровень	0,140	$5\cdot10^{-3}$	$6\cdot10^{18}$ (1238 °С)
	S (Д)	$\mathcal{E}_c$ −0,004	0,104	0,5	
	Se (Д)	$\mathcal{E}_c$ −0,003	0,114	0,40	
	Te (Д)	$\mathcal{E}_c$ −0,003	0,132	0,046	
	Fe (А)	$\mathcal{E}_v$ +0,37	0,126	$2,0\cdot10^{-3}$	
	Fe (А)	$\mathcal{E}_v$ +0,52			
	Cr (А)	$\mathcal{E}_v$ +0,81	0,130	$5,8\cdot10^{-4}$	
	Cu (А)	$\mathcal{E}_v$ +0,023	0,135	$2\cdot10^{-3}$	
	Cu (А)	$\mathcal{E}_v$ +0,15			
	Cu (А)	$\mathcal{E}_v$ +0,24			
	Cu (А)	$\mathcal{E}_v$ +0,51			

* $\mathcal{E}_c$ — дно зоны проводимости, $\mathcal{E}_v$ — потолок валентной зоны.

** В скобках указана темп-ра, соответствующая макс. растворимости.

щими примесями и дефектами. Из-за малых коэф. диффузии диффузионное Л. п. обычно проводят при высоких темп-рах (для Si при 1100—1350 °С) и в течение длительного времени. Оно, как правило, сопровождается генерацией значит. кол-ва дефектов, в частности дислокаций. Методом диффузии трудно получить тонкие легиров. слои и резкие p—n-переходы.

Для получения тонких легиров. слоёв используется *ионная имплантация*, позволяющая вводить практически любую примесь и управлять её концентрацией и профилем распределения. Однако в процессе ионного Л. п. возникают точечные дефекты структуры, области разупорядочения решётки, а при больших дозах — аморфизованные слои. Поэтому необходим последующий отжиг. Отжиг проводят при темп-рах, существенно более низких, чем при диффузии (напр., для Si$\leqslant$700—800 °С).

Лит.: Горелик С. С., Дашевский М. Я., Материаловедение полупроводников и металловедение, М., 1973; Мильвидский М. Г., Пелевин О. В., Сахаров Б. А., Физикохимические основы получения разлагающихся полупроводниковых соединений, М., 1974; Легирование полупроводников методом ядерных реакций, Новосиб., 1981.

М. Г. Мильвидский.

ЛЁГКОГО НАМАГНИЧИВАНИЯ ОСЬ — см. *Ось лёгкого намагничивания.*

ЛЕЖА́НДРА ПРЕОБРАЗОВА́НИЕ — преобразование ф-ции $f(\boldsymbol{x})$, $\boldsymbol{x}=(x_1, \ldots, x_n)$, в новую ф-цию

$$g(\boldsymbol{p})=\sum_i p_i x_i(\boldsymbol{p})-f(\boldsymbol{x}(\boldsymbol{p})),$$

где $\boldsymbol{x}(\boldsymbol{p})$ находят из системы уравнений $\boldsymbol{p}=\partial f/\partial \boldsymbol{x}$. Эти ур-ния разрешимы, т. е. Л. п. существует, если $\det\| \partial^2 f/\partial x_i \partial x_j \| \neq 0$. Л. п. инволютивно: применённое повторно к $g(\boldsymbol{p})$, оно даёт $f(x)$. Введено А. Лежандром (A. Legendre) в 1789.

Геом. смысл Л. п. состоит в переходе от описания поверхности (в $n+1$-мерном пространстве) как геом. места точек $(\boldsymbol{x}, y)$, таких, что $y=f(\boldsymbol{x})$, к описанию её как огибающей n-параметрич. семейства касательных плоскостей $y=\boldsymbol{px}-g(\boldsymbol{p})$ ($\boldsymbol{p}$ — параметры семейства). Используется в классич. механике (переход от ф-ции Лагранжа к ф-ции Гамильтона), термодинамике (преобразование термодинамич. потенциалов) и др. разделах физики.

Лит.: Кубо Р., Термодинамика, пер. с англ., М., 1970; Арнольд В. И., Математические методы классической механики, 2 изд., М., 1979.

Ю. А. Данилов.

ЛЕЖА́НДРА ФУ́НКЦИИ — ф-ции, являющиеся решениями дифференц. ур-ния Лежандра

$$(1-x^2)f''-2xf'+[\nu(\nu+1)-\mu^2/(1-x^2)]f=0,$$

где μ и ν — произвольные параметры. Если ν — целое положит. число, $\mu=0$, Л. ф. вырождаются в полиномы Лежандра. При целых μ, ν и $-\nu\leqslant\mu\leqslant\nu$ получаются присоединённые полиномы Лежандра (см. *Ортогональные полиномы*). В общем случае вводят Л. ф. первого $P_\nu^\mu(x)$ и второго $Q_\nu^\mu(x)$ рода, они выражаются через *гипергеометрическую функцию*

$$P_\nu^\mu(x)=\frac{1}{\Gamma(1-\mu)}\left(\frac{x+1}{x-1}\right)^{\mu/2}F\left(-\nu,\ \nu+1;\ 1-\mu;\ \frac{1-x}{2}\right),$$

$$Q_\nu^\mu(x)=e^{i\pi\mu}2^{-\nu-1}\sqrt{\pi}\,\frac{\Gamma(\nu+\mu+1)}{\Gamma(\nu+3/2)}x^{-\nu-\mu-1}(x^2-1)^{\mu/2}\times$$
$$\times F\left(\frac{\nu+\mu}{2}+1,\ \frac{\nu+\mu+1}{2};\ \nu+\frac{3}{2};\ x^{-2}\right).$$

Эти ф-ции однозначны и регулярны на плоскости с разрезом вдоль вещественной оси от 1 до ∞. Л. ф. встречаются, напр., при решении ур-ния Лапласа, волнового ур-ния или ур-ния диффузии в сферич. координатах. Л. ф. $P^0_{i\lambda-1/2}(x)$ и $Q^0_{i\lambda-1/2}(x)$ наз. функциями конуса.

ЛЁНГМЮРА ФО́РМУЛА — аналитич. зависимость электрич. тока i между двумя электродами в вакууме от разности потенциалов U между ними. Обычно ток переносится электронами, эмитируемыми накалённым катодом (см. *Термоэлектронная эмиссия*), хотя в несколько изменённом виде Л. ф. пригодна и в случае ионных токов. Л. ф. справедлива при токах, меньших тока насыщения. В этих условиях электроны, не достигшие анода, формируют отрицательный *пространственный заряд*, определяющий вид зависимости $i(U)$. Конкретный вид Л. ф. зависит от формы электродов и геометрии межэлектродного пространства, но при всех простых геометриях ток оказывается пропорциональным $U^{3/2}$.

Для частного случая бесконечно протяжённых плоских электродов такую зависимость впервые (1911) получил К. Д. Чайлд (C. D. Child) при упрощающем предположении, что нач. скорости электронов равны нулю:

$$i=\frac{1}{9\pi}\left(\frac{2e}{m}\right)^{1/2}\frac{U^{3/2}}{d^2}.$$

Здесь d — расстояние между электродами, e и m — заряд и масса электронов.

Однако своё назв. Л. ф. получила по имени И. Ленгмюра (I. Langmuir), исследовавшего эту зависимость

для др. конфигураций электродов (1913). Для коаксиальных цилиндрич. электродов, из к-рых эмитирует электроны внутренний, Л. ф. имеет вид

$$j=\frac{2}{9}\left(\frac{2e}{m}\right)^{1/2}\frac{U^{3/2}}{r\beta^2}.$$

Здесь j — ток на единицу длины цилиндров, β — табулиров. ф-ция отношения радиусов внешнего r и внутреннего r_0 цилиндров.

Для концентрич. сфер с радиусами r (внешняя) и r_0 (внутренняя) Л. ф. принимает вид

$$I=\frac{4}{9}\left(\frac{2e}{m}\right)^{1/2}\frac{U^{3/2}}{\rho^2},$$

где ρ — табулиров. ф-ция отношений r/r_0, а I — полный ток на сферу. В связи с общей для всех выражений Л. ф. зависимостью тока (или плотности тока) от разности потенциалов между электродами Л. ф. часто наз. «законом трёх вторых».

Учёт нач. скоростей электронов эмиссии объясняет образование между катодом и анодом минимума потенциала (см. *Виртуальный катод*). Л. ф. играет важную роль при расчёте и конструировании вакуумных электронных приборов (прежде всего, ламп с накалённым катодом).

Лит.: Гапонов В. И., Электроника, ч. 1, М., 1960; Добрецов Л. Н., Гомоюнова М. В., Эмиссионная электроника, М., 1966.

Л. А. Сена.

ЛЁНГМЮРА — САХА УРАВНЕ́НИЕ — уравнение, устанавливающее зависимость степени *поверхностной ионизации* α от темп-ры поверхности металла T, его работы выхода φ и потенциала ионизации U_i ионизирующихся атомов. Выведено И. Ленгмюром (I. Langmuir) в 1924 на основании ф-лы, полученной ранее М. Саха (M. Saha) для термич. ионизации атомов в газовой фазе (см. *Саха формула*). Если на единицу поверхности металла в единицу времени падает n_0 атомов пара, а n и n_+ — число нейтральных атомов и положительных ионов, испаряющихся за то же время с той же поверхности, то под степенью поверхностной ионизации α понимается отношение n_+/n. Л.—С. у. выражает α в след. виде:

$$\alpha=\frac{g_+}{g_0}\exp\frac{e(\varphi-U_i)}{kT},$$

где g_+ и g_0 — статистич. веса ионного и атомного состояний, e — элементарный заряд. Учёт отражения ионов и атомов от поверхности металла несколько видоизменяет Л.—С. у., вводя в его правую часть множитель $(1-r_+)/(1-r_0)$, где r_+ и r_0 — коэф. отражения ионов и атомов. Л.—С. у. было выведено как статистическим и термодинамическим, так и квантовомеханич. методами.

Лит.: Добрецов Л. Н., Гомоюнова М. В., Эмиссионная электроника, М., 1966; Зандберг Э. Я., Ионов Н. И., Поверхностная ионизация, М., 1969.

Л. А. Сена.

ЛЕ́НГМЮРОВСКИЕ ВО́ЛНЫ — продольные колебания плазмы с плазменной частотой $\omega_p=(4\pi ne^2/m)^{1/2}$ (e — заряд, m — масса электрона, n — плотность плазмы). Изучались И. Ленгмюром (I. Langmuir) и Л. Тонксом (L. Tonks) в 1929. Для плазмы характерно дальнодействие кулоновских сил, благодаря чему она может рассматриваться как упругая среда. Если группу электронов в плазме сдвинуть из их равновесного положения (тяжёлые ионы считаем неподвижными), то на них будет действовать электростатическая возвращающая сила, что и приводит к колебаниям. В покоящейся холодной плазме (темп-ра электронов $T_e\to 0$) могут существовать нераспространяющиеся колебания (стоячие волны) с плазменной частотой ω_p; в горячей плазме эти колебания распространяются с малой групповой скоростью (см. также *Плазма* и *Волны в плазме*).

Б. А. Трубников.

ЛЕ́НЦА ПРА́ВИЛО (Ленца закон) — установлено Э. Х. Ленцем в 1834 в уточнение закона эл.-магн. индукции, открытого М. Фарадеем (M. Faraday) в 1831. Л. п. определяет направление индукц. тока в замкнутом контуре при его движении во внеш. магн. поле, а также при деформации контура и (или) изменении магн. поля во времени (последние обобщения не принадлежат Ленцу и введены позже). Направление индукц. тока всегда таково, что испытываемые им со стороны магн. поля силы противодействуют движению и деформации контура, а создаваемый этим током магн. поток Φ_i стремится компенсировать изменения внеш. магн. потока Φ_e. Л. п. позволило Ф. Нейману (F. Neumann) в 1846 дать матем. формулировку закона эл.-магн. индукции:

$$\oint_\gamma \boldsymbol{E}d\boldsymbol{l}=-\frac{1}{c}\frac{d}{dt}\int_S \boldsymbol{B}d\boldsymbol{s}=-\frac{1}{c}\frac{d\Phi}{dt},$$

где $\Phi=\Phi_e+\Phi_i$ — магн. поток через поверхность S, опирающуюся на проводящий контур γ. Л. п. определяет знак правой части.

Лит.: Тамм И. Е., Основы теории электричества, 9 изд., М., 1976; Ленц Э. Х., Избр. труды, М., 1950.

М. А. Миллер, Г. В. Пермитин.

ЛЕОНТО́ВИЧА ГРАНИ́ЧНОЕ УСЛО́ВИЕ — приближённое соотношение, связывающее на поверхности хорошо проводящего тела (среда 2) тангенциальные составляющие электрич., $\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r})\exp(i\omega t)$, и магн., $\boldsymbol{H}(\boldsymbol{r})\exp(i\omega t)$, векторов эл.-магн. поля в диэлектрике (среда 1). Если для комплексного показателя преломления n_2 проводящего тела выполняется условие $|n_2|\gg n_1$, так что глубина проникновения поля в проводник δ (толщина скин-слоя) мала по сравнению с наим. пространств. масштабом L, характеризующим поле в диэлектрике (длина волны, радиус кривизны границы, расстояние от источника поля, толщина проводника и т. д.), то с точностью до членов $\sim\delta/L$ поле в проводнике имеет структуру плоской волны, распространяющейся в направлении нормали $\boldsymbol{\nu}$ к границе. В этой волне векторы $\boldsymbol{E}_2$, $\boldsymbol{H}_2$ и $\boldsymbol{\nu}$ образуют правую тройку, и $\boldsymbol{E}_2=(\mu_2/\varepsilon_2)^{1/2}[\boldsymbol{H}_2\boldsymbol{\nu}]$, ε_2 и μ_2 — диэлектрич. и магн. проницаемости. В силу условий непрерывности на границе двух сред поле вне проводника подчиняется Л. г. у.

$$\boldsymbol{E}_{\tan}=Z[\boldsymbol{H}\boldsymbol{\nu}]. \qquad (1)$$

Здесь принята гауссова система единиц, в к-рой величина $Z=(\mu_2/\varepsilon_2)^{1/2}$ безразмерна, соответственно в СИ она имеет размерность импеданса, поэтому её обычно наз. поверхностным *импедансом*. В данном случае Z совпадает с характеристическим импедансом среды 2.

Для сред с большой электропроводностью σ при не очень высоких частотах ω ($\omega\ll\sigma$) получим

$$Z=(1+i)(\mu\omega/8\pi\sigma)^{1/2}.$$

Именно для этого случая соотношение (1) было впервые предложено М. А. Леонтовичем в качестве граничного условия, позволившего заменить задачу о нахождении полей в двух средах задачей для одной среды с однородным условием (1) на границе. Л. г. у. было сформулировано им ещё в 30-х гг., но опубликовано в 1948. Им же получено и более точное выражение для поверхностного импеданса, к-рое в случае однородного проводящего тела имеет вид

$$Z_\pm=(\mu_2/\varepsilon_2)^{1/2}\left[1\pm(1+i)(\rho_1^{-1}-\rho_2^{-1})\delta/2\right], \qquad (2)$$

здесь ρ_1 и ρ_2 — гл. радиусы кривизны поверхности тела, Z_+ связывает компоненты E_x и H_y, а Z_- — компоненты E_y и $-H_x$ (x, y — координаты в касат. плоскости, ориентированные по гл. сечениям). Из (2) следует, что для плоской и сферич. границ проводника обычное Л. г. у. справедливо с точностью до членов $\sim\delta^2/L^2$.

Л. г. у. оказалось первым из импедансных условий прикладной электродинамики, общей чертой к-рых

является фиксиров. (заранее известная) структура поля во «внутр.» среде 2 (металлич. слой, слои с большим вещественным показателем преломления на металлич. подложке и т. п.).

Лит.: Леонтович М. А., О приближенных граничных условиях для электромагнитного поля на поверхности хорошо проводящих тел, в кн.: Исследования по распространению радиоволн, сб. 2, М.— Л., 1948; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Никольский В. В., Электродинамика и распространение радиоволн, 2 изд., М., 1978; Левин М. Л., Рытов С. М., Шафранов В. Д., О работах М. А. Леонтовича в области электродинамики, «УФН», 1983, т. 139, с. 667.

М. Л. Левин, М. А. Миллер.

ЛЕОНТО́ВИЧА ПАРАБОЛИ́ЧЕСКОЕ УРАВНЕ́НИЕ — линейное однородное дифференц. ур-ние (аналогичное ур-нию Шрёдингера) для комплексной амплитуды волнового поля. Л. п. у. получается из *волнового уравнения*, если решение представить в виде $u=A(\boldsymbol{r}, t)G(\boldsymbol{r}, t)$, где G — к.-л. точное решение [напр., для однородной изотропной среды $G=G_1=\exp(i\omega t-ikz)$ или $G=G_2=(kr)^{-1}\exp(i\omega t-ikr)$], а $A(\boldsymbol{r}, t)$ — медленная (в масштабе k^{-1} и ω^{-1}) амплитуда (ф-ция ослабления). Если A — скаляр, а $G=G_1$, то Л. п. у. имеет вид

$$\Delta_\perp A-2ik\,\partial A/\partial z-2i\omega c^{-2}\,\partial A/\partial t=0,$$

где $\Delta_\perp=\partial^2/\partial x^2+\partial^2/\partial y^2$. В общем случае существует связь характерных масштабов изменения A во времени (τ), вдоль ($l_\parallel$) и поперёк ($l_\perp$) направления распространения плоской волны G_1: $c\tau\sim l_\parallel\sim kl_\perp^2$.

В отличие от *геометрической оптики метода*, описывающего волновые процессы внутри каждой лучевой трубки независимо, Л. п. у. позволяет учесть эффекты поперечной диффузии A в смежные трубки. При этом, как и в ур-нии Шрёдингера, соответствующий коэф. диффузии является величиной чисто мнимой, поэтому при диффузии изменяются и амплитуда, и фаза поля. Л. п. у. составляет основу матем. аппарата *квазиоптики*.

Важным классом полей, описываемых Л. п. у., являются гауссовы пучки, структура к-рых имеет автомодельный характер, т. е. с точностью до масштаба сохраняется в любом сечении.

Л. п. у. применяют в разл. задачах асимптотич. теории дифракции: при медленном изменении параметров среды, при расчётах квазиоптич. линий передачи и резонаторов. Возможно также обобщение Л. п. у. на диспергирующие и нелинейные среды, в частности, с его помощью исследованы пространственные структуры в нелинейной оптике, рассчитаны эффекты самофокусировки, параметрич. взаимодействия волн, обращения волнового фронта и т. д.

Лит. см. при ст. *Квазиоптика.*

С. Н. Власов, М. Л. Левин.

ЛЕПТОКВА́РКИ — общее название группы гипотетич. элементарных частиц со спином 1, испускание и поглощение к-рых переводит *лептоны* в *кварки* или наоборот. Л. с необходимостью возникают в калибровочных квантовых теориях поля типа модели *великого объединения* и являются разновидностью калибровочных бозонов — фотонов и промежуточных векторных бозонов в теории *электрослабого взаимодействия*, глюонов — в *квантовой хромодинамике*. В моделях великого объединения между лептонами и кварками не делается различия, они описываются в рамках единого мультиплета частиц со спином $^1/_2$. Часть калибровочных бозонов, осуществляющих взаимодействие между частицами этого мультиплета, и отвечает Л. [в $SU(5)$-модели великого объединения это три X- и три Y-частицы и их античастицы]. Поскольку кварки несут дробный электрич. заряд, электрич. заряд Q Л. также дробный, кратный $^1/_3$ (так у X-частицы $Q=^4/_3$, у Y-частицы $Q=^1/_3$). Масса Л. близка к характерной энергии, при к-рой реализуется великое объединение, и чрезвычайно велика ($\geqslant 10^{15}$ ГэВ). Это объясняет, почему при исследованных энергиях переходы лептонов в кварки не наблюдались. Точное число Л. так же, как и др. их характеристики, зависит от структуры теории, к-рой предстоит единым образом описать все типы взаимодействий и к-рая пока не создана.

А. А. Комар.

ЛЕПТО́ННОЕ ЧИСЛО́ (лептонный заряд) — аддитивное внутреннее квантовое число, сопоставляемое с каждым семейством (поколением) лептонов: (e^-, ν_e), (μ^-, ν_μ), (τ^-, ν_τ). Принятые обозначения для Л. ч. разл. семейств: L_e, L_μ и L_τ. Обычно лептонам приписывается Л. ч., равное $+1$, а антилептонам — равное -1, т. е. $L_e(e^-, \nu_e)=+1$, $L_e(e^+, \tilde{\nu}_e)=-1$ и т. д. для лептонов др. семейств. При этом L_e, L_μ и L_τ не тождественны друг другу. Для элементарных частиц, не являющихся лептонами, Л. ч. равно нулю. Эксперимент показал, что во всех процессах взаимодействия элементарных частиц с участием лептонов каждое из Л. ч. с высокой степенью точности сохраняется (что и явилось основанием для введения такой характеристики лептонов). В соответствии с этим эмпирич. законом сохранения Л. ч. реализуются, напр., процессы $\tilde{\nu}_e+p\to e^++n$, $\nu_\mu+n\to\mu^-+p$, $\mu^-\to e^-+\tilde{\nu}_e+\nu_\mu$, $\tau^-\to\mu^-+\tilde{\nu}_\mu+\nu_\tau$, $\tau^-\to e^-+\tilde{\nu}_e+\nu_\tau$ и т. д. и не реализуются с сопоставимыми вероятностями процессы $\tilde{\nu}_e+{}^{37}Cl\to{}^{37}Ar+e^-$, $\nu_\mu+p\to\mu^++n$, $\nu_\mu+n\to e^-+p$, $\mu^-\to e^-+\gamma$, $\mu^-\to e^-+e^++e^-$ $\tau^-\to\mu^-+\gamma$, $\tau^-\to e^-+\gamma$, $\mu^-+N\to e^-+N$ и т. д. Все последние процессы запрещены законом сохранения Л. ч. и до сих пор не наблюдались. Нет также свидетельств существования т. н. безнейтринного *двойного бета-распада* ядер, связанного с нарушением Л. ч. О степени запрета, налагаемого законом сохранения Л. ч., можно судить, напр., по след. цифрам:

$$\frac{W(\mu^-\to e^-+\gamma)}{W(\mu^-\to e^-+\tilde{\nu}_e+\nu_\mu)}<4{,}9\cdot10^{-11};$$

$$\frac{W(\mu^-\to e^-+e^++e^-)}{W(\mu^-\to e^-+\tilde{\nu}_e+\nu_\mu)}<1\cdot10^{-13};$$

$$\frac{W(\mu^-+Ti\to e^-+Ti)}{W(\mu^-+Ti\to\nu_\mu+Sc)}<4{,}6\cdot10^{-12};$$

$$\frac{W(\nu_\mu+N\to e^-+X)}{W(\nu_\mu+N\to\mu^-+X)}<10^{-3};$$

$$\frac{W(\tau^-\to e^-+\gamma)}{W(\tau^-\to\text{всё})}<6{,}4\cdot10^{-4};\quad\frac{W(\tau^-\to\mu^-+\gamma)}{W(\tau^-\to\text{всё})}<5{,}5\cdot10^{-4}$$

(W — вероятность соответствующего процесса, X — совокупность вторичных адронов). Т. о., эксперим. ограничения на интенсивность процессов, нарушающих Л. ч., будучи очень значительными при сравнительно низких энергиях (распады и захват мюона), пока не столь жёстки при более высоких энергиях. С теоретич. точки зрения нет специальных оснований считать закон сохранения Л. ч. абсолютно строгим законом сохранения. Более того, в моделях *великого объединения* взаимодействий этот закон сохранения, как правило, нарушен. Нарушение Л. ч. осуществляется, напр., в тех случаях, когда масса нейтрино отлична от нуля и имеет место их смешивание за счёт конечных вероятностей перехода одного типа нейтрино в др. типы нейтрино. Смешивание порождает явление осцилляции нейтрино, т. е. периодич. изменения на пути пролёта интенсивности потока данного типа нейтрино (ν_e, ν_μ, ν_τ), возникшего в конкретном виде слабого распада (см. *Осцилляции* элементарных частиц). Возможность осцилляций нейтрино впервые обсуждалась Б. М. Понтекорво в 1957. Существование осцилляций нейтрино является наиб. вероятной причиной наблюдения уменьшенного (по сравнению с расчётным) потока ν_e от Солнца, детектируемого на Земле. Однако эксперим. проявления осцилляций нейтрино в лаб. условиях пока не обнаружены.

Точность выполнения эмпирич. закона сохранения Л. ч. и сама природа этой характеристики элементарных частиц требуют дальнейшего, более углублённого изучения.

Лит.: Окунь Л. Б., Лептоны и кварки, М., 1981.

А. А. Комар.

ЛЕПТО́НЫ (от греч. leptós — лёгкий) — группа элементарных частиц, обладающих только слабым и (при наличии электрич. заряда) эл.-магн. взаимодействиями, но не обладающая, в отличие от адронов, сильным взаимодействием. Все Л. имеют спин $^1/_2$, т. е. являются фермионами. К их числу относятся: электрон (e^-) и электронное нейтрино (ν_e), мюон (μ^-) и мюонное нейтрино (ν_μ), τ-лептон (τ^-) и τ-нейтрино (ν_τ), а также их *античастицы*. Не ясно, существуют ли другие элементарные частицы спина $^1/_2$, относящиеся к группе Л. Возникновение термина «Л.» относится к 1950 и связано с тем, что массы известных тогда Л.— электронов, мюонов, нейтрино — были существенно меньше масс других изучавшихся в тот период элементарных частиц. Открытие в 1975 τ-лептона с массой около двух протонных масс показало, что величина массы не является определяющей для свойств Л. Лептоны подразделяют на три семейства (поколения): (e^-, ν_e) (μ^-, ν_μ) и (τ^-, ν_τ), с каждым из к-рых связывают равное 1 значение особого, присущего только ему квантового числа — *лептонного числа* L_e, L_μ, L_τ. Эксперимент показал, что с высокой степенью точности во всех процессах взаимодействия элементарных частиц лептонные числа сохраняются.

А. А. Комар.

ЛЕ ШАТЕЛЬЕ́ — БРА́УНА ПРИ́НЦИП — термодинамич. принцип, отражающий влияние разл. факторов на положение термодинамич. равновесия: внеш. воздействие, выводящее систему из положения термодинамич. равновесия, вызывает в ней такие процессы, к-рые стремятся ослабить результат воздействия. Напр., повышение темп-ры хим. реакции благоприятствует накоплению тех веществ, к-рые образуются в данной реакции с поглощением тепла, а понижение темп-ры действует в противоположном направлении. Вещества, растворимость к-рых при повышении давления увеличивается (при пост. темп-ре), растворяются с уменьшением объёма, а при обратной зависимости от давления — с увеличением объёма.

Принцип смещения равновесия при изменении темп-ры установил Я. Вант-Гофф (J. van't Hoff) в 1884. Общий принцип, отражающий влияние разл. факторов на положение термодинамич. равновесия, сформулировали А. Ле Шателье (H. Le Chatelier) в 1884 и К. Браун (C. Braun) в 1887. Они исходили из аналогии с *Ленца правилом* в электродинамике и рассматривали разл. примеры термодинамич. равновесий, к-рые можно представить в форме, похожей на правило Ленца.

Удобство Ле Ш.—Б. п. состоит в том, что он позволяет определить направление смещения термодинамич. равновесия без детального анализа условий равновесия (иногда очень сложных). Ле Ш.—Б. п. строго выводится из общих условий термодинамич. равновесия, установленных Дж. Гиббсом (J. Gibbs).

Лит.: Эпштейн П. С., Курс термодинамики, пер. с англ., М.— Л., 1948, гл. 21; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976, § 22.

Д. Н. Зубарев.

ЛИ А́ЛГЕБРА — *векторное пространство*, на к-ром определена операция, называемая коммутированием. Для элементов алгебры определены линейные операции — сложение и умножение на число. Если допускается умножение на вещественные числа, то Л. а. наз. вещественной; если допускается умножение на комплексные числа, то Л. а. наз. комплексной. Операция коммутирования сопоставляет любым двум элементам алгебры X, $Y \in A$ третий элемент $[X, Y] \in A$. Эта операция билинейна (т. е. линейна по каждому аргументу), антисимметрична $[Y, X] = -[X, Y]$ и удовлетворяет тождеству Якоби

$$[X, [Y, Z]] + [Y, [Z, X]] + [Z, [X, Y]] = 0.$$

Понятие «Л. а.» возникло в связи с изучением групп Ли, т. к. элементы группы Ли можно представлять в виде экспонент от элементов Л. а. (см. *Группа*). Если группа Ли реализована как группа матриц, то соответствующая ей Л. а. также является матричной. Это значит, что каждый элемент алгебры является матрицей, а операция коммутирования определяется как обычный коммутатор: $[XY] = XY - YX$.

Основные понятия. Если в векторном пространстве A выбран базис $X_1, \ldots, X_n$ (т. е. полный набор линейно независимых элементов), то для определения на A структуры Л. а. достаточно задать попарные коммутаторы базисных элементов, т. е. коэф. C_{ij}^k в ф-ле $[X_i, X_j] = \sum_k C_{ij}^k X_k$. Тогда коммутаторы произвольных элементов пространства A однозначно определяются тем, что каждый такой элемент можно представить в виде линейной комбинации базисных элементов $X = \sum_i x^i X_i$ и что операция коммутирования является билинейной. Коэф. C_{ij}^k наз. структурными константами данной Л. а. Они зависят от выбора базиса, но при любом выборе являются антисимметричными по нижним индексам и удовлетворяют условию

$$C_{im}^l C_{jk}^m + C_{jm}^l C_{ki}^m + C_{km}^l C_{ij}^m = 0.$$

Гомоморфизмом или представлением алгебры Ли A_1 в алгебру Ли A_2 наз. такое линейное отображение φ: $A_1 \to A_2$ (т. е. отображение, сохраняющее линейные операции), к-рое согласовано с операциями коммутирования в обеих алгебрах: $\varphi([X, Y]) = [\varphi(X), \varphi(Y)]$. Ядром гомоморфизма наз. подмножество в алгебре A_1, к-рое под действием φ переходит в нулевой элемент алгебры A_2. Если отображение φ взаимно однозначно, то оно наз. изоморфизмом или точным представлением. В этом случае ядро отображения равно нулю. Всякая конечномерная Л. а. допускает точное представление в алгебру матриц (теорема Адо). Ввиду тесной связи, существующей между Л. а. и группами Ли, задача изучения представлений групп Ли в большой мере сводится к изучению представлений Л. а. Именно этим объясняется прикладное значение теории Л. а. и их представлений (см. *Представление группы*).

Если ввести в рассмотрение матрицы C_i с матричными элементами, равными структурным константам, $(C_i)_j^k = C_{ij}^k$, то условие на структурные константы, приведённое выше, можно переписать в виде $[C_i, C_j] = \sum_k C_{ij}^k C_k$, где скобки обозначают обычный коммутатор двух матриц. Т. о., матрицы C_i осуществляют n-мерное представление базисных элементов X_i, а их линейные комбинации — представление всей Л. а. Это т. н. присоединённое представление $\mathrm{ad}X$. Совокупность элементов, коммутирующих со всеми элементами алгебры, наз. центром Л. а.

Подмножество $B \subset A$ в Л. а. наз. подалгеброй Ли, если оно само является Л. а. относительно тех же операций. Это значит, что B — линейное подпространство, и операция коммутирования не выводит из B. Последнее можно записать символически: $[B, B] \subset B$. Если для подпространства $B \subset A$ выполняется более сильное условие $[A, B] \subset B$, то B наз. идеалом в A. Если B — идеал, то фактор-пространство A/B, элементами к-рого являются классы $X + B$ (т. е. множества элементов вида $X + Y$, где Y пробегает всё B), само является Л. а. Операции в этой фактор-

алгебре определяются естеств. образом, т. е. с помощью операций, совершённых над любыми представителями классов, напр. $[X+B, Y+B]=[X, Y]+B$.

Любая Л. а. содержит тривиальные (несобственные) идеалы. Один из них совпадает со всей Л. а., второй состоит лишь из нулевого элемента. Если Л. а. не содержит идеалов, отличных от этих (т. е. не содержит собств. идеалов), то она наз. простой. Алгебра наз. полупростой, если она не имеет нетривиальных коммутативных идеалов (т. е. таких, в к-рых все коммутаторы обращаются в нуль). Всякая полупростая Л. а. представляется в виде прямой суммы простых Л. а.

Л. а. A наз. разрешимой, если в ней существует такая цепочка подалгебр $A=A_0\supset A_1\supset\ldots\supset A_k=\{0\}$, что A_{i+1} — идеал в A_i и фактор-алгебра A_i/A_{i+1} коммутативна. Если, кроме того, все A_i — идеалы в A и фактор-алгебра A_i/A_{i+1} принадлежит центру фактор-алгебры A/A_{i+1}, то алгебра A наз. нильпотентной.

На Л. а. можно ввести внутр. произведение, определив его равенством $(X, Y)=\mathrm{Tr}(\mathrm{ad}X\cdot\mathrm{ad}Y)$, где Tr означает след оператора (матрицы). Эта симметричная (относительно перестановки аргументов) билинейная форма наз. формой Киллинга. Если воспользоваться матричной реализацией присоединённого представления, можно выразить форму Киллинга через коэф. x^i, y^i разложения элементов X, Y по базису. Получим $(X, Y)=\sum\limits_{i,\,j} g_{ij}x^iy^i$, где симметричный тензор $g_{ij}=\sum\limits_{k,\,l} C^k_{il}\,C^l_{jk}$ наз. метрическим тензором Картана алгебры A. Для нек-рых Л. а. метрич. тензор и форма Киллинга могут быть вырождены, т. е. $\det\|g_{ij}\|=0$ (это имеет место, напр., для коммутативных Л. а.). Форма Киллинга невырождена только для полупростой Л. а. (критерий Картана).

Для комплексных простых Л. а. всегда можно выбрать базисные элементы X_i таким образом, чтобы структурные константы C^k_{ij} были чисто мнимыми и антисимметричными по всем парам индексов. Такой набор наз. базисом Картана. При этом ранг алгебры Ли l определяется как макс. число коммутирующих элементов в базисе Картана, l-мерная коммутативная подалгебра, натянутая на это множество элементов, наз. подалгеброй Картана.

Классификация алгебр Ли. Имеется четыре серии простых комплексных Л. а. конечной размерности: A_l, B_l, C_l, D_l и кроме этого пять исключительных алгебр G_2, F_4, E_6, E_7, E_8 (индексы везде обозначают ранг алгебры). Каждая комплексная Л. а. имеет единственную вещественную подалгебру, являющуюся Л. а. компактной группы Ли. Перечислим компактные группы, соответствующие сериям. Алгебра A_l, $l=1, 2, \ldots$, имеет размерность $n=(l+1)^2-1$ и связана с группой $SU(l+1)$ унитарных унимодулярных (т. е. имеющих единичный детерминант) $(l+1)$-рядных матриц. Алгебра B_l, $l=2, 3, \ldots$, имеет размерность $n=l(2l+1)$ и связана с группой $SO(2l+1)$ ортогональных унимодулярных матриц порядка $2l+1$. Случай $l=1$ исключается, т. к. $B_1=A_1$. Алгебра C_l, $l=3, 4, \ldots$, имеет размерность $n=l(2l+1)$ и связана с *симплектической группой* $Sp(2l)$ (т. е. группой преобразований, сохраняющих невырожденную антисимметричную билинейную форму в пространстве размерности $2l$). При $l=1$ и 2 имеет место совпадение $C_l=B_l$. Алгебра D_l, $l=4, 5, \ldots$, имеет размерность $n=2l^2-l$ и связана с группой $SO(2l)$. Низшие размерности исключаются, т. к. $D_3=A_3$, а D_1 и D_2 не являются простыми. Группы $SU(n)$, $SO(n)$, $Sp(n)$, порождаемые бесконечными сериями Л. а., наз. классическими группами.

Каждая комплексная простая Л. а. имеет неск. вещественных форм (т. е. таких вещественных Л. а., из к-рых данная Л. а. получается комплексификацией). Лишь одна из них соответствует компактной группе Ли. Остальные приводят к некомпактным группам. Напр., среди вещественных форм комплексной алгебры A_l есть такие, к-рые соответствуют группам $SU(p, q)$, $p+q=l+1$, псевдоунитарных матриц, т. е. преобразований в комплексном $(l+1)$-мерном пространстве, сохраняющих форму $|z_1|^2+\ldots+|z_p|^2-|z_{p+1}|^2-\ldots-|z_{l+1}|^2$. Вещественные формы алгебры B_l порождают группы псевдовращений или псевдоортогональных преобразований $SO(p, q)$, $p+q=2l+1$. Это преобразования обобщённого пространства Минковского с p пространственными и q временны́ми измерениями. Вещественные формы в C_l порождают группы $Sp(2p, 2q)$, $p+q=l$. Такую группу можно определить как подгруппу в группе $SU(2p, 2q)$, оставляющую инвариантной антисимметричную билинейную форму. Ещё одна вещественная форма в C_l состоит из антиэрмитовых матриц и порождает группу $Sp^*(2l)$. Вещественные формы в D_l порождают группы псевдовращений $SO(p, q)$, $p+q=2l$.

Кроме перечисленных, имеются нек-рые специальные вещественные формы комплексных алгебр A_l и D_l. Приведённый список не полон с точки зрения классификации простых групп. Не каждая простая вещественная группа Ли является вещественной формой простой комплексной группы. Так, алгебра D_2 не проста, и не проста соответствующая ей компактная подгруппа $SO(4)$. Однако некомпактная группа $SO(1, 3)$ (*Лоренца группа*) является простой. Её Л. а. изоморфна $sl(2, \mathbb{C})$. Обобщением этого примера является целый класс простых вещественных Л. а.— это комплексные Л. а., рассматриваемые как вещественные.

Лит.: Джекобсон Н., Алгебры Ли, пер. с англ., М., 1964; Дубровин Б. А., Новиков С. П., Фоменко А. Т., Современная геометрия, 2 изд., М., 1986.

А. А. Кириллов, М. Б. Менский.

ЛИ ГРУ́ППА — см. *Группа*.

ЛИБРО́Н — квазичастица, соответствующая элементарному возбуждению ориентационных (либрационных) колебаний молекулярного кристалла, сопровождающихся отклонением осей молекул от равновесной ориентации (частный случай оптич. фонона). Л. подчиняется статистике Бозе — Эйнштейна. Л. взаимодействуют друг с другом, с др. квазичастицами и с эл.-магн. полем. Л. вносят существ. вклад в термодинамич. и кинетич. свойства молекулярных кристаллов типа N_2, O_2, CO_2.

А. М. Косевич.

ЛИНЕ́ЙНОЕ ВЗАИМОДЕ́ЙСТВИЕ ВОЛН — явление перераспределения волнового движения между различными *нормальными волнами*, происходящее в результате изменения свойств среды в пространстве и(или) во времени под действием внеш. факторов. Это явление наз. также линейной трансформацией волн. Оно не связано с нарушением принципа суперпозиции волновых полей, в отличие от нелинейного взаимодействия волн, при к-ром пространственно-временно́е изменение свойств среды обусловлено самими взаимодействующими волнами.

Понятие «Л. в. в.» удобно рассмотреть на примере линейного взаимодействия колебаний. Напр., для системы связанных осцилляторов

$$d^2x_i/dt^2+\omega_i^2x_i=\sum_{j=1}^{M}\alpha_{ij}x_j$$

с изменяющимися на нек-ром интервале времени $t_1<t<t_2$ коэф. связи α_{ij} и частотами ω_i явление линейного взаимодействия $2M$ мод с собств. частотами $\Omega_l(t)$ заключается в том, что амплитуды их колебаний, взаимно независимых при $t<t_1$, при $t>t_2$ становятся взаимно зависимыми. Взаимная трансформация

мод существенна, если характерное время изменения параметров системы меньше или порядка периода биений $2\pi/|\Omega_l-\Omega_m|$ между к.-л. двумя модами l и m. Если ф-ции $\omega_l(t)$ и $\alpha_{ij}(t)$ достаточно гладкие, то моды остаются независимыми; изменение их амплитуд (в отсутствие диссипации энергии мод W_l) происходит в соответствии с законом сохранения *адиабатических инвариантов* $I_l=W_l/\Omega_l$. Поэтому говорят также о неадиабатич. переходе между модами (см. также *Пересечение уровней*). Линейное взаимодействие колебаний возникает при столкновении молекул, в связанных радиотехн. контурах, СВЧ- или акустич. резонаторах и др. нестационарных колебат. системах.

Аналогично, если свойства стационарной сплошной среды или *волновода* меняются вдоль направления распространения волн (ось z), то возникает линейное взаимодействие монохроматич. нормальных волн с показателями преломления $n_l(\omega, z)$ (и одинаковой частотой ω). Исходная система ур-ний для вектора $\boldsymbol{e}$, образованного N комплексными компонентами $x_\beta(z)$ рассматриваемого волнового поля, имеет вид $\boldsymbol{e}'=-i\hat{T}\boldsymbol{e}$. Здесь опущен множитель $\exp(i\omega t)$, штрих обозначает дифференцирование по безразмерной координате $\zeta=k_0z$, где $k_0=\omega/c$, $c=\text{const}$ — характерная фазовая скорость волн. В каждой точке ζ с помощью ур-ния $\hat{T}\boldsymbol{e}_l=n_l\boldsymbol{e}_l$ определяют полную систему собств. векторов $\boldsymbol{e}_l$ и их собств. значения n_l, $l=1, \ldots, N$; $(\boldsymbol{e}_l\boldsymbol{e}_l^*)=1$. Замена $\boldsymbol{e}=\sum_{l=1}^{N}f_l\mathcal{E}_l$, где $\mathcal{E}_l=\Phi_l\boldsymbol{e}_l$, приводит к ур-ниям Л. в. в.

$$f_l'+in_lf_l=\sum_{m=1}^{N}a_{lm}f_m;\quad a_{lm}=-(\mathcal{E}_m'\tilde{\mathcal{E}}_l^*).$$

Здесь $(\mathcal{E}_m\tilde{\mathcal{E}}_l^*)=\delta_{lm}$, * — означает комплексное сопряжение, а вид множителей $\Phi_l(\zeta)$ определён условием $a_{ll}=0$; $\tilde{\mathcal{E}}_l$ — взаимная к $\mathcal{E}_l$ система векторов.

В приближении геом. оптики $a_{lm}=0$ и $\boldsymbol{e}=\sum_{l=1}^{N}\mathcal{E}_lf_{l0}\times$ $\times\exp\left(-i\int_0^\zeta n_l(\zeta)d\zeta\right)$ с постоянными f_{l0} (см. *Геометрической оптики метод*). Л. в. в. отвечает нарушению этого приближения, возникающему вследствие неоднородности собств. векторов поляризации волн $\mathcal{E}_l(\zeta)$ вдоль направления распространения, когда $a_{lm}\neq0$, а значения f_{l0} нельзя считать постоянными. В прозрачной среде при $n_l^2>0$ Л. в. в. характеризуется перераспределением их потоков энергии, равных $|f_l|^2$. Возможна взаимная трансформация как встречных волн (прямой и отражённой), так и попутных волн (распространяющихся в одном направлении). Как и в случае нестационарных связанных колебаний, Л. в. в. несущественно, если характерный масштаб изменения ф-ций $\mathcal{E}_l(\zeta)$ велик по сравнению с пространственным периодом биений волн $2\pi/k_0|n_l-n_m|$. Поэтому в плавно неоднородной среде Л. в. в. происходит только в области сближения показателей преломления n_l и n_m (для попутных волн) либо в области малых значений показателей преломления (для встречных волн). В слабо неоднородной среде эффективное Л. в. в. возможно при наличии периодич. модуляции её свойств вдоль направления распространения. Оно возникает вследствие пространственного *параметрического резонанса* к.-л. двух волн при условии, что период модуляции примерно кратен периоду биений между ними. Это отвечает *Брэгга — Вульфа условию* в случае трансформации двух встречных волн одного типа, когда $n_m=-n_l$.

Л. в. в. определяет спектр и поляризацию отражённого и проходящего излучения. Поэтому измерение параметров излучения позволяет судить о локальной неоднородности среды в области Л. в. в., а изменение неоднородности позволяет управлять свойствами излучения. Эти возможности используют, напр., в физике плазмы (лабораторной и космической), физике лазеров, акустоэлектронике и акустооптике, оптике жидких кристаллов, магнитооптике, волоконной оптике, в волноводах и др. линиях передачи.

При распространении через неоднородный слой нестационарной среды возможно Л. в. в. на разных частотах. В частном случае слабого периодич. возмущения свойств среды наиб. благоприятные условия Л. в. в. отвечают параметрич. взаимодействию тех волн, для к-рых невозмущённые частоты $\omega_{1,2}$ и волновые векторы $\boldsymbol{k}_{1,2}$ связаны с частотой ω_3 и волновым вектором $\boldsymbol{k}_3$ возмущений в слое условиями волнового синхронизма: $\omega_1\pm\omega_2=\pm\omega_3$, $\boldsymbol{k}_1\pm\boldsymbol{k}_2=\pm\boldsymbol{k}_3$. Если дисперсия волн отсутствует, то Л. в. в. в пространстве сводится к линейному взаимодействию колебаний (в системе отсчёта, движущейся вместе с неоднородностями среды).

Лит.: Заславский Г. М., Мейтлис В. П., Филоненко Н. Н., Взаимодействие волн в неоднородных средах, Новосиб., 1982; Железняков В. В., Кочаровский В. В., Кочаровский Вл. В., Линейное взаимодействие электромагнитных волн в неоднородных слабоанизотропных средах, «УФН», 1983, т. 141, с. 257.

В. В. Кочаровский, Вл. В. Кочаровский.

ЛИНЕ́ЙНЫЕ СИСТЕ́МЫ — системы, процессы в к-рых удовлетворяют *суперпозиции принципу* и описываются линейными ур-ниями. Л. с. обычно является идеализацией реальной системы. Упрощения могут относиться как к параметрам, характеризующим систему, так и к процессам (движениям) в ней. Напр., в случае заряж. частицы в потенциальной яме система линейна, когда яма параболическая, а движение нерелятивистское, т. е. когда масса частицы не зависит от её скорости. К Л. с. относятся все виды сплошных сред (газ, жидкость, твёрдое тело, плазма) при распространении в них волновых возмущений малой амплитуды, когда параметры, характеризующие эти среды (плотность, упругость, проводимость, диэлектрич. и магн. проницаемости и т. д.), можно считать постоянными, в том или ином приближении не зависящими от интенсивности волн. Упрощение системы, приводящее её к Л. с., называется л и н е а р и з а ц и е й.

Л. с., в к-рой происходят колебания в малых окрестностях около состояния равновесия, часто наз. колебательной Л. с. (маятник в поле сил тяжести при небольших амплитудах раскачки; пружины при малых растяжениях, в пределах справедливости закона Гука; электрич. колебат. контуры и цепи, самоиндукция, ёмкости, сопротивления к-рых не зависят от протекающих по ним токов или от приложенных к ним напряжений). К Л. с. относятся также соответствующие параметрич. системы, параметры к-рых изменяются по заданному извне закону (см. *Параметрические колебательные системы*).

Л. с. подразделяются на консервативные, сохраняющие свою энергию, и неконсервативные, получающие или отдающие энергию. Собств. движения в консервативных колебат. Л. с., как с сосредоточенными, так и с распределёнными параметрами, можно представить в виде суперпозиции *нормальных колебаний*; в неконсервативных, неавтономных колебат. Л. с., строго говоря, это невозможно.

Становление большинства разделов физики фактически началось с исследования Л. с. Различные по своей природе Л. с. часто описываются идентичными дифференциальными, дифференциально-разностными или интегро-дифференц. ур-ниями, что позволяет изучать общие свойства Л. с., в частности общую теорию колебаний и волн в Л. с., а также проводить взаимное моделирование (в т. ч. и на ЭВМ). Изучение многих реальных систем в линеаризов. приближении позво-

ляет получать, напр., такие важные характеристики, как границы областей устойчивых и неустойчивых движений, а в нек-рых случаях установить «механизмы» дестабилизации и предложить способы предотвращения развития неустойчивостей.

Лит.: Андронов А. А., Витт А. А., Хайкин С. Э., Теория колебаний, [3 изд.], М., 1981; Пейн Г., Физика колебаний и волн, пер. с англ., М., 1979; Рабинович М. И., Трубецков Д. И., Введение в теорию колебаний и волн, М., 1984.

З. Ф. Красильник, М. А. Миллер.

ЛИНЕ́ЙНЫЕ УСКОРИ́ТЕЛИ — *ускорители заряженных частиц*, в к-рых траектории частиц близки к прямым линиям. Л. у. образуют 4 обособленные группы: *высоковольтные ускорители*, линейные индукц. ускорители, линейные резонансные ускорители, коллективные ускорители (см. *Коллективные методы ускорения*). Термин «Л. у.» чаще применяется ко 2-й и 3-й группам. Широкое развитие Л. у. связано с рядом их преимуществ перед циклич. ускорителями: возможностями получения пучков ускоренных частиц повышенной интенсивности и высокой плотности, простотой вывода пучка, практич. отсутствием тормозного излучения частиц.

Несмотря на различие в схемах построения во всех Л. у. в связи с однократным прохождением заряж. частиц через ускоряющие зазоры применяют сильные ускоряющие поля. Это приводит к необходимости использовать мощные генераторы для создания ускоряющих полей, тем самым ограничивая применение Л. у. для ускорения тяжёлых частиц (протонов и ионов) в области высоких энергий (>1—2 ГэВ), где более выгодно применять циклические ускорители. В последнем случае Л. у. тяжёлых частиц используются как инжекторы-предускорители. Это ограничение не распространяется на электронные Л. у., которые находят применение вплоть до самых высоких энергий.

Л. у. используются как для фундам. физ. исследований, так и в прикладных целях (в медицине, в дефектоскопии, материаловедении, для ионной имплантации, при радиац.-хим. обработке материалов, стерилизации продуктов и т. д.). Особенно широко распространены Л. у. электронов.

Линейный индукционный ускоритель — Л. у., в к-ром для ускорения используется эдс индукции, возникающей при изменении во времени магн. потока, охватывающего прямолинейные траектории частиц. Ускоряющее поле в индукц. Л. у. за время пролёта частиц существенно не меняется.

Идея индукц. Л. у. предложена А. Бауэрсом (A. Bowers) в 1923 и впервые реализована в нач. 60-х гг. Н. Кристофилосом (N. Christophilos) в США. Первый индукц. Л. у. в СССР был построен (в те же годы) под руководством В. И. Векслера. Принцип действия ускорителя легко понять на примере упрощённой схемы, показанной на рис. 1. Вдоль оси ускорителя установлены ферромагн. кольца (индукторы) *1*, охватываемые токовыми обмотками *2*. На индукторах размещены также вторичные витки *3* с разрывами — ускоряющими зазорами. При подаче на обмотки *2* импульса напряжения $u_{\text{ген}}$ в индукторах происходит изменение магн. потока, к-рое по закону эл.-магн. индукции создаёт в ускоряющих зазорах электрич. напряжение

$$u_{\text{у}} = -S\frac{\partial B}{\partial t}, \qquad (1)$$

где S — площадь сечения сердечника, $\partial B/\partial t$ — скорость изменения магн. индукции. Для обеспечения моноэнергетичности ускоренных частиц в пучке в течение времени ускорения τ необходимо поддерживать линейное во времени изменение индукции. В этом случае

$$u_{\text{у}} = -S\,\Delta B/\tau = \text{const},$$

где ΔB — суммарное изменение потока индукции в сердечнике. Частица с зарядом q (для электронов и протонов $|q|=e$, где e — элементарный электрич. заряд), прошедшая N ускоряющих зазоров, получит приращение энергии (в эВ)

$$\Delta w = qNS\,\Delta B/\tau. \qquad (2)$$

Величина $NS\Delta B/\tau$ представляет собой скорость изменения полного магн. потока, сцепленного с траекторией заряж. частицы при прохождении ею всей цепочки индукторов. Она численно равна сумме напряжений ускоряющих зазоров. Если длину ускорителя обозначить через $L_{\text{у}}$, то среднее по длине ускоряющее поле, характеризующее темп ускорения частиц, будет равно

$$E_0 = NS\,\Delta B/\tau L_{\text{у}}. \qquad (3)$$

Для создания сильных полей (порядка 0,2—1 МВ/м) при сохранении приемлемых габаритов индукторов

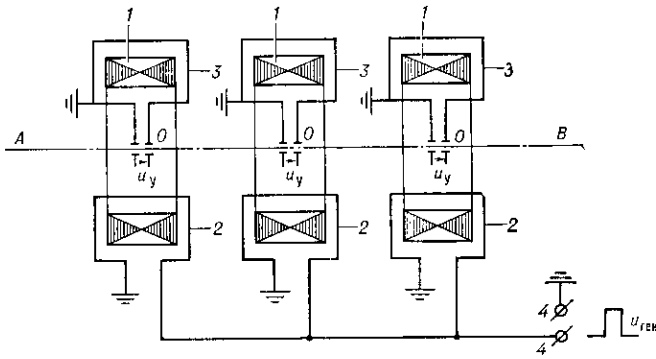


Рис. 1. Упрощённая схема линейного индукционного ускорителя (разрез): *1* — ферромагнитные индукторы; *2* — обмотка возбуждения магнитного потока; *3* — вторичные витки с ускоряющими зазорами; $u_{\text{у}}$ — ускоряющее напряжение (эдс индукции); *AB* — траектория ускоряемой частицы; *4—4* — клеммы генератора импульсного напряжения; *O* — апертурные отверстия для прохода пучка.

длительность цикла ускорения не должна превышать неск. мкс. При длительности импульса меньше десятков нс потери энергии на перемагничивание достигают значений, при к-рых использование сердечника становится малоэффективным. В этом случае применяют безжелезные индукц. Л. у. В них, как правило, ускоряются пучки с очень большими токами (до неск. МА).

Совр. индукц. Л. у. состоят из ряда секций, каждая из к-рых содержит неск. индукторов, параллельно соединённых с импульсным генератором. Ускорит. тракт объединён ускорит. трубкой, внутри к-рой поддерживается высокий вакуум. Секция вместе с импульсным генератором составляет модуль, а сам ускоритель представляет собой набор модулей, кол-во к-рых определяется заданной энергией частиц. В ускорителях, индукц. секция к-рых находится в воздухе, напряжённость E_0 лежит в пределах от 0,2 МВ/м до 0,75 МВ/м. Дальнейшее повышение E_0 ограничено поверхностной электрич. прочностью ускорит. трубки. В случае размещения индукц. секции в специальной изолирующей среде (напр., в фреоне под давлением) значения E_0 достигают 1 МВ/м. При совр. состоянии техники индукц. Л. у. могут иметь большие средние и импульсные мощности в пучке (10—100 МВт), хотя ср. мощность в пучке действующих ускорителей сравнительно невелика (5—200 кВт). Наиб. крупным ускорителем этого типа является сооружаемый в США ускоритель электронов «АТА», в к-ром энергия электронов равна 50 МэВ, ток пучка 10 кА, длительность импульса $\tau\sim70$ нс. Пачки из 10 импульсов следуют с частотой 5 Гц, импульсы внутри пачки — с частотой 1000 Гц. При большой мощности пучка важной характеристикой индукц. Л. у. является кпд индукц. системы, к-рый повышается с увеличением интенсивности пучка.

Для фокусировки сильноточных электронных пучков используются продольные магн. поля, создаваемые соленоидами. В нек-рых случаях при ускорении

пучков электронов большой интенсивности их объёмный заряд на нач. участке компенсируют ионами плазмы, образующейся за счёт ионизации газа. В этом случае ускоритель наз. плазменным индукционным Л. у.

К достоинствам индукц. Л. у. относится возможность ускорения сильноточных импульсных пучков со сравнительно высокими значениями кпд и частотами повторения импульсов, к недостаткам — малые длительности импульсов и невысокий темп ускорения.

Хотя принцип ускорения не содержит ограничений на тип ускоряемых частиц, все действующие индукц. Л. у. являются ускорителями электронов. Они применяются как источники интенсивных электронных пучков в установках для коллективного ускорения ионов и для исследований прикладного характера (в т. ч. по термоядерному синтезу, в радиац. химии и т. п.).

Линейный резонансный ускоритель — Л. у., в к-ром частицы ускоряются электрич. ВЧ-полем, двигаясь в ср. синхронно (в резонанс) с изменениями поля. В зависимости от способа реализации принципа резонансного ускорения различают два типа резонансных Л. у.: с бегущими и стоячими волнами.

В ускорителе с бегущей волной (волноводном ускорителе) условие синхронизма соблюдается, если заряж. частицы движутся на гребне эл.-магн. волны, распространяющейся вдоль оси ускорителя с фазовой скоростью $v_в$, достаточно близкой к скорости перемещения заряж. частиц v. Это условие обычно записывают для безразмерных величин в виде

$$\beta_в = \beta, \qquad (4)$$

где $\beta_в = v_в/c$ и $\beta = v/c$. Для создания направленной эл.-магн. бегущей волны применяют волноводы, оканчивающиеся согласованной нагрузкой. Но т. к. фазовая скорость волны в волноводе с гладкими стенками больше скорости света, то его периодически (по длине)

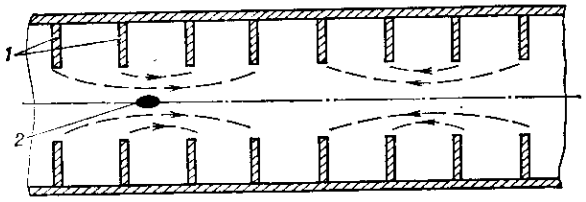


Рис. 2. Ускорение на бегущей волне: *1* — диафрагмированный волновод; *2* — ускоряемый сгусток заряженных частиц. Стрелками показано распределение напряжённости электрического поля E, бегущего вдоль волновода.

нагружают, устанавливая, напр., внутри волновода металлич. диафрагмы с отверстиями (рис. 2). Изменением геометрии диафрагм вдоль волновода достигают необходимой зависимости скорости волны от продольной координаты в соответствии с условием синхронизма (4).

При ускорении частиц в интервале энергий, при к-рых скорость частиц заметно отличается от скорости

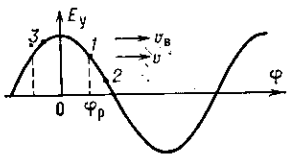


Рис. 3. Фазовые колебания на бегущей волне: *1* — положение равновесной частицы; *2* и *3* — неравновесные частицы.

света, для действия механизма *автофазировки* фаза идеальной (равновесной) частицы $\varphi_р$ должна быть опережающей в пространстве по отношению к гребню бегущей волны (рис. 3). В этом случае равновесная частица с зарядом q на длине ускорителя будет получать приращение энергии

$$\Delta w = qL_y E_0 \cos\varphi_р, \qquad (5)$$

где E_0 — амплитуда ускоряющего поля, усреднённая по длине ускорителя. Др. частицы, захваченные в ускорение, но пришедшие с фазой φ, отличной от $\varphi_р$, будут совершать колебания около равновесной частицы, в ср. набирая примерно равную с ней энергию. В интервале энергий, где $v \approx c$, механизм автофазировки перестаёт действовать, т. к. частицы практически не смещаются по фазе в процессе ускорения и поэтому набирают энергию, пропорциональную $E_0\cos\varphi$, где φ — фаза, в к-рой «застыла» частица.

Работа ускорителя на стоячей волне принципиально не отличается от рассмотренного способа ускорения, поскольку стоячую волну можно разложить на две волны, бегущие в противоположных направлениях, одна из к-рых, синхронная с движением

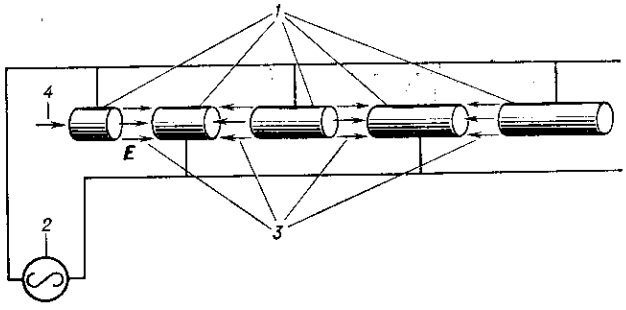


Рис. 4. Схема ускорителя Видероэ с дрейфовыми трубками: *1* — дрейфовые трубки; *2* — источник переменного напряжения; *3* — область действия электрического поля E; *4* — пучок.

частиц, будет передавать им энергию в соответствии с условием резонансного ускорения, а другая, движущаяся в противоположном направлении, не будет оказывать заметного влияния на процесс ускорения. Однако техн. реализация Л. у. на стоячей волне имеет существ. отличия. Рассмотрим их на примере одной из первых схем такого ускорителя (рис. 4). Ускоритель состоит из источника заряж. частиц и ряда дрейфовых трубок, расположенных вдоль оси и присоединённых через одну к одноимённым клеммам ВЧ-генератора. Поле внутри трубок практически отсутствует и сосредоточено в зазорах между ними. Частица, ускоренная в одном зазоре, будет ускоряться и в след. зазорах, если к моменту её прилёта к след. зазору напряжение на трубках изменит знак, т. е. частица должна пролетать расстояние между двумя зазорами l_y (наз. периодом ускорения) за время, равное полупериоду ВЧ-поля $T/2$. Величины l_y, T и β на каждом участке ускорения связаны соотношением

$$l_y = 0{,}5\beta\lambda, \qquad (6)$$

где $\lambda = cT$ — длина волны ускоряющего поля в свободном пространстве. В совр. ускорителях аналогич. распределение ускоряющих полей создаётся в многозазорных резонаторах (рис. 5, *а*) или в цепочке связанных резонаторов (рис. 5, *б*) путём возбуждения в них ВЧ-генераторами стоячих волн с необходимой конфигурацией поля; для них условие резонансного ускорения записывается в более общем виде

$$l_y = n\beta\lambda, \qquad (7)$$

где n — целое число, если поля E в соседних зазорах в фазе, и полуцелое, если эти поля в противофазе. Обычно $n \leqslant 3$. Длины периодов ускорения и длины трубок дрейфа увеличиваются с ростом скорости частиц. Из-за трудностей создания равномерного и стабильного распределения ускоряющего поля вдоль многозазорного ускорителя длины резонаторов в резонансном Л. у. на стоячих волнах ограничиваются значениями $L \leqslant (15-20)\lambda$.

Равновесная частица с зарядом q при пролёте j-го периода ускорения приобретает энергию

$$\Delta w_j = qT_g E_0 l_{yj} \cos\varphi_p. \quad (8)$$

Здесь E_0 — амплитуда усреднённого по периоду l_{yj} электрич. поля, T_g — коэф. пролётного времени, учитывающий влияние конечных размеров зазора и канала

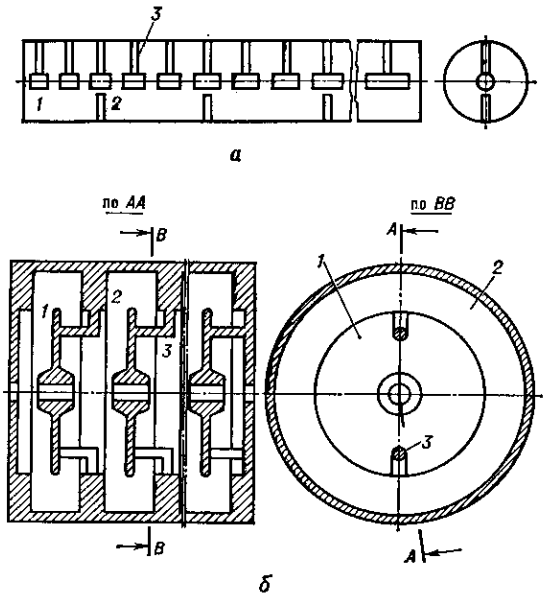


Рис. 5. Типы ускоряющих структур на стоячей волне: *а* — резонатор с трубками дрейфа *1* и стабилизирующими стержнями *2* (*3* — штанги трубок дрейфа); *б* — резонатор волноводного типа — ускоряющая структура с проводящими шайбами *1* и диафрагмами *2* (*3* — штанги крепления шайб).

дрейфовой трубки ($T_g<1$). Если ускоритель содержит N периодов ускорения, то равновесная частица получит общее приращение энергии $\Delta\omega=\sum_{j=1}^{N}\Delta w_j$. Благодаря механизму автофазировки равновесная фаза располагается на восходящем участке кривой изменения (во времени) напряжения в зазоре. В этом случае величина поля при пролёте частицей зазора растёт и поле оказывает дефокусирующее действие на пучок. Этот эффект учитывается при расчёте фокусирующей системы, к-рая является одной из основных в ускорителе.

Хотя в каждом из описанных типов резонансных Л. у. принципиально можно ускорять любые заряж. частицы, обычно на бегущих волнах ускоряются лишь электроны, а для всех тяжёлых частиц, включая протоны, используются, как правило, Л. у. на стоячих волнах. Ускорение протонов и ионов на стоячей волне вызвано рядом причин, главная из к-рых связана с малой скоростью этих частиц (из-за их большой массы) на нач. участке ускорения ($\beta\leqslant 0{,}03$—$0{,}4$). Реализация ускоряющей структуры, обеспечивающей сильное замедление синхронной с частицей волны, равномерное распределение ускоряющего поля по сечению апертуры и размещение фокусирующих линз, становится возможной лишь при использовании резонаторов, работающих в метровом диапазоне волн (для протонных Л. у. $\lambda=1{,}5$—2 м, для тяжёлых ионов λ до 12 м). Поскольку в процессе ускорения β увеличивается, то на последующих участках ускорения рабочую частоту, как правило, повышают (напр., при $\beta>0{,}4$).

Линейный ускоритель протонов (ЛУП). Идея создания ЛУП была высказана Г. Изингом (G. Ising) и впервые реализована в 1928 Р. Видероэ (R. Widerőe) по схеме, описанной выше (рис. 4). Протонные Л. у. можно разбить на две группы, существенно отличающиеся по схеме построения и характеристикам пучков. К первой группе в осн. относятся ускорители-инжекторы крупных протонных синхротронов. Они характеризуются след. данными: энергия протонов до 200 МэВ, импульсный ток до 100—300 мА, *эмиттанс* ~1 см·мрад, относит. разброс по энергиям $\sim 10^{-2}$, ср. ток — от долей до единиц мкА. ЛУП работает в импульсном режиме — длительность импульсов пучка протонов не превышает 100 мкс, частота повторения равна частоте повторения циклов ускорения протонного синхротрона (до 1 импульса в секунду). Все ускорители этой группы построены на основе ускоряющей структуры, представляющей собой цилиндрич. резонатор, нагруженный трубками дрейфа (рис. 5, *а*). В резонаторе возбуждается стоячая волна типа $\mathcal{E}_{010}$. Фокусировка пучка осуществляется квадрупольными эл.-магн. линзами, размещёнными в трубках дрейфа. Каждый резонатор возбуждается от отдельного лампового многокаскадного усилителя мощности (канал ВЧ-питания) на частоте 150 или 200 МГц. На входы усилителей колебания подаются от общего высокостабильного задающего генератора. Настройку резонаторов в резонанс и стабилизацию амплитуд и фаз ВЧ-полей в резонаторах осуществляют системы автоматич. регулирования. Инжектором служит высоковольтный ускоритель, в к-ром протоны предварительно ускоряются до энергии 500—750 кэВ. Для повышения захвата протонов в режим ускорения на входе ЛУП устанавливается *группирователь* клистронного типа. Обычно коэф. захвата равен 0,6—0,8. Темп ускорения протонов лежит в пределах 1—1,2 МэВ на 1 м длины.

Ко второй группе относятся новейшие наиб. крупные Л. у., ускоряющие протонные пучки до энергий в неск. сотен МэВ при больших ср. токах. Один из таких ускорителей работает в Лос-Аламосе (США, энергия 800 МэВ, ср. ток пучка 1 мА), другой сооружается для Академии наук СССР в Москве (энергия 600 МэВ, ср. ток 0,5—1 мА; см. табл. 1). Оба Л. у. являются осн. установками ускорительно-накопит. комплексов физики ср. энергий, носящих назв. «м е з о н н ы е ф а б р и к и». Ускорители рассчитаны на ускорение протонов и отрицат. ионов водорода H^- (в т. ч. и на их одноврем. ускорение). Построение Л. у. этой группы существенно отличается от построения инжекторов. Для примера опишем схему Л. у. для московской мезонной фабрики. Она состоит из двух частей. В первой части протоны и ионы H^- ускоряются до энергии 100 МэВ в ускорит. канале, состоящем из 5 резонаторов с трубками дрейфа. Эта часть ускорителя работает на частоте $f_1=198$ МГц и строится аналогично Л. у. первой группы. Дальнейшее ускорение от 100 МэВ до 600 МэВ производится во второй (основной) части ускорит. тракта, состоящей из 28 резонаторов, представляющих собой цепочки сильносвязанных резонаторов (рис. 5, *б*). Резонаторы на этом участке работают на более высокой частоте $f_2=990$ МГц, кратной f_1. Фокусировка пучка осуществляется с помощью дублетов из квадрупольных электромагнитов, установленных между резонаторами и их секциями. Поскольку при переходе из первой части во вторую скачком меняется длина периода фокусировки, то для уменьшения возрастания радиуса пучка на переходе включено согласующее устройство по поперечному движению, состоящее из ряда квадрупольных линз с раздельной регулировкой в них магн. поля. Ускоритель имеет общий задающий генератор со стабилизиров. частотой. В каждом канале ВЧ-питания включены прецизионные системы автоматич. регулирования, стабилизирующие ускоряющие ВЧ-поля и осуществляющие настройку резонаторов в резонанс. Стабильность ВЧ-полей составляет по амплитуде $\pm 1\%$ и по фазе $\sim 1°$, стабильность настройки резонатора $\sim 10^{-2}$. По аналогичной схеме построен и Л. у. в Лос-Аламосе.

Таб л. 1.—**Крупнейшие линейные ускорители протонов**

Местонахождение, назначение	Год запуска	Энергия, МэВ	Число резонаторов	Длина, м	Длительность импульса пучка, мкс	Импульсный ток пучка, мА	Средний ток пучка, мА
Серпухов (СССР), инжектор	1967	100	3	80	60	100	10^{-3}
Батейвия (США), инжектор	1970	200	9	150	100	100—300	10^{-2}
Лос-Аламос (США), мезонная фабрика	1972	800	4+44	800	500	17	1
Москва (СССР), мезонная фабрика	строится	600	5+28	450	100	50	0,5—1

Построение ускорит. тракта из двух частей вызвано след. причинами. На энергии до 100 МэВ мощность наиб. экономно расходуется в резонаторах с трубками дрейфа. С увеличением скорости частиц эффективность этой ускоряющей структуры падает (из-за возрастания ВЧ-потерь в её стенках), и при энергиях >100 МэВ становится более экономичным применение структуры типа цепочки связанных резонаторов. Переход на эту ускорит. структуру даёт и ещё ряд преимуществ: уменьшаются габариты структуры и её масса. Кроме того, на частоте f_2 в качестве усилителей мощности применяются клистроны, что упрощает систему ВЧ-питания второй части ускорителя и повышает надёжность.

Характерной особенностью ускорителей второй группы является большой ср. ток пучка. Это накладывает жёсткие требования на потери частиц пучка при ускорении. Интегральная величина потерь не должна превышать 0,01% от выходного тока пучка. Для уменьшения потерь предусмотрен ряд мер: на входе производится фильтрация поперечного эмиттанса пучка с целью очищения пучка от ореола; при переходе от первой части ускорит. тракта ко второй шестимерный фазовый объём пучка дополнительно согласовывается с последующим ускорительно-фокусирующим каналом; там же подавляются когерентные колебания частиц в пучке с помощью спец. системы автоматич. регулирования. Управление ускорителем осуществляется от ЭВМ.

Осн. направления дальнейшего развития ЛУП связываются с повышением импульсных и особенно ср. токов пучков. Проектируемые сильноточные ЛУП след. поколения предназначаются для ускорения пучков с током 0,3—1,0 А до энергии порядка 1 ГэВ в непрерывном режиме. В них предполагается применить осн. принципы построения, заложенные в ЛУП для мезонных фабрик. На пути их реализации стоят сложные проблемы, в т. ч. комплексные проблемы обеспечения экономичности, надёжности и радиац. чистоты ускорителя. Снижение потерь пучка до уровня $\sim 10^{-5}$ позволило бы обслуживать ускоритель без манипуляторов.

Ведутся разработки сильноточных протонных и ионных источников непрерывного режима с повышенной фазовой плотностью пучков (под фазовой плотностью понимается отношение тока пучка к эмиттансу). Исследуются вопросы резонансного ускорения сильноточных пучков при пониженных энергиях инжекции (ускоряюще-фокусирующие структуры с квадрупольными составляющими ВЧ-полей, малогабаритные резонаторы со сверхпроводящими фокусирующими соленоидами и т. д.). Разработаны конструкции квадрупольных линз на пост. магнитах (сплавы самарий—кобальт). Созданы усилит. клистроны непрерывного режима с выходной мощностью 1 МВт и кпд, равным 70%, и т. п.

Линейный ускоритель электронов (ЛУЭ). В нём используется, как правило, резонансное ускорение на бегущей эл.-магн. волне. Существ. преимущество ЛУЭ по сравнению с циклич. ускорителями — почти полное отсутствие излучения электронов вследствие практич. постоянства их скорости по величине и направлению на осн. части ускорителя. Поэтому именно в них целесообразно ускорять электроны вплоть до сверхвысоких энергий. Энергия действующих ЛУЭ лежит в пределах от единиц МэВ до 21,5 ГэВ. В СССР и США рассматриваются проекты линейных ускорителей электронов и позитронов на энергию 150—200 ГэВ для линейных коллайдеров (установок с линейными *встречными пучками*). Данные крупнейших ЛУЭ представлены в табл. 2.

На схему построения ЛУЭ оказывают влияние особенности динамики электронных пучков, связанные с близостью скорости электронов на осн. части ускорителя к скорости света: изменение энергии электрона не приводит к изменению скорости, а следовательно, не работает механизм автофазировки. Облегчаются требования к фокусировке пучка, т. к., с одной стороны, поперечное кулоновское расталкивание в пучке почти полностью компенсируется магн. притяжением параллельных токов, с другой — случайные поперечные скорости $v_\perp$ электронов в пучке убывают с ростом их энергии (поперечный импульс $mv_\perp$ постоянен, а масса m растёт). Типовая схема ЛУЭ включает в себя инжектор, группирователь и одну или неск. ускоряющих секций, возбуждаемых от СВЧ-генератора. Рабочая длина волны обычно 3—30 см. Темп ускорения — от неск. единиц до 10—15 МэВ на 1 м. Макс. длина ускоряющей секции зависит от выходной мощности генератора и интенсивности пучка. Кол-во секций и каналов их возбуждения зависит от требуемой энергии пучка. В малых ЛУЭ, широко применяемых для исследований по ядерной физике и для прикладных целей, генераторами служат магнетроны. В ЛУЭ, состоящих из неск. секций, в качестве генераторов используются усилит. клистроны, имеющие общий, стабильный по частоте

Таб л. 2.—**Крупнейшие линейные ускорители электронов**

Местонахождение	Год запуска	Энергия, МэВ	Число ускоряющих секций	Общая длина, м	Длительность импульса, мкс	Импульсный ток пучка, мА	Частота повторения, Гц	Число каналов ВЧ-питания и мощность, МВт	Частота поля, МГц
Харьков (СССР)	1964	1800	49	240	1,4	24	50	50×20	2797
Станфорд (США)	1966	21 500 *	960	3050	1,6	42	360	240×21	2856
Ок-Ридж (США)	1969	140	4	22,5	0,007	$18,5\times10^3$	1000	4×24	1300
Москва (СССР)	1969	60	6	12	до 5,5	10^3	50—900	6×20	1818

* Ведутся работы по повышению энергии ускоренных электронов до 50 ГэВ.

задающий генератор. Для стабилизации фазы ВЧ-колебаний применяются системы автоматич. регулирования. Фокусировка пучка осуществляется продольными магн. полями, создаваемыми соленоидами. Одно из ограничений, накладываемых на интенсивность пучка электронов, особенно в ЛУЭ на большие энергии, связано с паразитными волнами, возбуждаемыми пучком в диафрагмиров. волноводе и раскачивающими пучок в поперечной плоскости (т. н. эффект обрыва импульса). Для подавления этого эффекта разработан ряд инженерных методов. ЛУЭ могут практически без переделок ускорять также пучки позитронов. Созданы ЛУЭ на стоячей волне (энергия до 20 МэВ, импульсный ток до 0,1 А), к-рые нашли применение в медицине и дефектоскопии.

Лит.: Вальднер О. А., Власов А. Д., Шальнов А. В., Линейные ускорители, М., 1969; Линейные ускорители ионов, под ред. Б. П. Мурина, т. 1–2, М., 1978; Вахрушин Ю. П., Анацкий А. И., Линейные индукционные ускорители, М., 1978; Капчинский И. М., Теория линейных резонансных ускорителей, М., 1982.

Б. П. Мурин.

ЛИНЕ́ЙНЫЙ ОПЕРА́ТОР A в *векторном пространстве* L—отображение, сопоставляющее каждому вектору e нек-рого множества D (содержащегося в L и наз. областью определения Л. о.) др. вектор, обозначаемый Ae (и называемый значением Л. о. на векторе e). Выполнены след. условия: 1) D — линейное множество, т. е. для любых его элементов e_1 и e_2 и любых комплексных чисел λ_1 и λ_2 вектор $\lambda_1e_1+\lambda_2e_2$ также принадлежит D; 2) Л. о. переводит линейную комбинацию векторов в ту же линейную комбинацию соответствующих значений: $A(\lambda_1e_1+\lambda_2e_2)=\lambda_1Ae_1+\lambda_2Ae_2$.

Примеры Л. о.: *матрица* $A=(a_{ij})$, действующая в n-мерном евклидовом пространстве по правилу $(Ae)_i=\sum_{j=1}^{n}a_{ij}e_j$, где векторы — столбцы комплексных чисел; *дифференциальный оператор* $A=a_0+a_1d/dx+\ldots+a_nd^n/dx^n$, определённый равенством $(Af)(x)=a_0f(x)+a_1df(x)/dx+\ldots+a_nd^nf(x)/dx^n$; *интегральный оператор* A, определённый соотношением $(Af)(x)=\int dyA(x,y)f(y)$.

Конечномерные пространства. В конечномерном пространстве Л. о. можно определить на всех векторах и задать нек-рой матрицей (a_{ij}). Если $e_1, e_2, \ldots, e_n$ — ортонормированный базис, то $a_{ij}=(e_i, Ae_j)$, где (e, f) — скалярное произведение векторов e и f. Если для нек-рого вектора e и комплексного числа λ выполнено равенство $Ae=\lambda e$, то e наз. собственным вектором (собственной функцией), а λ — собственным значением оператора A. Совокупность всех собств. значений наз. дискретным спектром, а множество собств. векторов, отвечающих нек-рому собств. значению λ,— собств. подпространством Л. о.

Конечномерный Л. о. U наз. унитарным, если унитарна его матрица (u_{ij}), т. е. если $\sum_k u_{ik}u^*_{ik}=\delta_{ij}$, где $\delta_{ij}=0$ при $i\neq j$, и $\delta_{ii}=1$. Унитарным является, напр., оператор поворота плоскости на угол φ. Собств. значения унитарного Л. о. лежат на единичной окружности в комплексной плоскости, т. е. $\lambda=\exp(i\alpha)$, где α — вещественное число. Унитарные Л. о. оставляют неизменными длины векторов и углы между ними, т. е. сохраняют скалярное произведение: $(e, f)=(Ue, Uf)$. Унитарные конечномерные Л. о. используют для описания разл. симметрий физ. систем. Совокупность соответствующих Л. о. образует *представление группы* симметрии.

Конечномерный оператор A^+ наз. сопряжённым к A, если матрицы этих операторов связаны соотношениями $a^+_{ij}=a^*_{ji}$, т. е. матрица A^+ получается из матрицы A в результате транспонирования и комплексного сопряжения. Если $A^+=A$, то A наз. самосопряжённым или эрмитовым. Пример самосопряжённых конечномерных Л. о.— *Паули матрицы*, т. е. операторы спина в квантовой механике. Самосопряжённый Л. о. обладает важным свойством вещественности: $(e, Ae)=(e, Ae)$ *. Все собств. значения самосопряжённого оператора также вещественны, а собств. векторы, отвечающие разл. собств. значениям, попарно ортогональны. Ортонормированный базис в конечномерном пространстве можно составить из собств. векторов $e_1, e_2, \ldots, e_n$ самосопряжённого Л. о. A. В этом базисе матрица Л. о. A диагональна: $a_{ij}=\lambda_i\delta_{ij}$.

Произведение (AB) Л. о. A и B определяется результатом последоват. применения к вектору e операторов B и A, т. е. $(AB)e=A(Be)$. Произведение операторов, вообще говоря, не переставовочно: $AB\neq BA$. Величина $AB-BA=[A, B]$ наз. коммутатором Л. о. A и B. Если Л. о. коммутируют, т. е. $[A, B]=0$, то Л. о. A и B можно одновременно привести к диагональному виду, т. е. в пространстве существует такой ортонормиров. базис, что каждый его элемент является собственным для A и для B.

Самосопряжённый Л. о. P наз. проекционным оператором или проектором, если $P^2=P$. Для каждого проектора найдётся такое подпространство L_P пространства L, что $Pe=e$, если e принадлежит L_P, и $Pe=0$, если e принадлежит ортогональному дополнению L_P. Всякий конечномерный самосопряжённый оператор A можно представить в виде $A=\sum_i\lambda_iP_i$, где суммирование проводится по всем собств. значениям λ_i, а P_i — проектор на собств. подпространство, отвечающее λ_i. Это равенство наз. спектральным разложением конечномерного самосопряжённого оператора, оно позволяет строить разл. ф-ции $f(A)$ от самосопряжённого Л. о. A: $f(A)=\sum f(\lambda_i)P_i$. Всякий унитарный Л. о. U в конечномерном пространстве допускает представление $U=\exp(iA)$, где A — эрмитов Л. о. Если семейство U реализует представление группы симметрии, то соответствующее семейство самосопряжённых Л. о. A задаёт представление *Ли алгебры* этой группы.

Бесконечномерные пространства. В бесконечномерном *гильбертовом пространстве* Л. о., вообще говоря, нельзя определить на всех векторах. Обычно область определения D, не исчерпывая всего L, является всюду плотной (т. е. любой вектор из L можно с заданной точностью приблизить вектором из D). На всём пространстве можно задать только т. н. ограниченные (непрерывные) операторы. Л. о. A наз. ограниченным, если существует такая константа C, что для всех векторов e из D выполнено неравенство $(Ae, Ae)\leqslant C(e, e)$. Для неограниченного Л. о. усложняется понятие сопряжённости (подробнее см. *Эрмитов оператор*). В бесконечномерном случае Л. о. помимо дискретного могут иметь и непрерывный спектр. Число λ наз. точкой непрерывного спектра, если найдётся такая последовательность $e_1, e_2, \ldots, e_i, \ldots$ нормированных векторов, что все они ортогональны каждому собств. вектору оператора A, а при $i\to\infty$ норма векторов $Ae_i-\lambda e_i$ стремится к нулю. Непрерывный и дискретный спектры оператора могут пересекаться. Объединение дискретного и непрерывного спектров наз. просто спектром. Спектр самосопряжённого Л. о. всегда вещественен. Видоизменяется спектральное разложение самосопряжённого Л. о.: каждому интервалу вещественной оси от λ до $\lambda+d\lambda$ сопоставляется нек-рый проектор $dP(\lambda)$. Подпространство, на к-рое проектирует этот проектор, содержит все собств. подпространства оператора A, отвечающие собств. числам λ_0, таким, что $\lambda<\lambda_0<\lambda+d\lambda$, а также подпространство, ответственное за появление непрерывного спектра в интервале от λ до $\lambda+d\lambda$. Оказывается, что $A=\int\lambda dP(\lambda)$, где интеграл является пределом соответствующих сумм Дарбу, а интегриро-

вание ведётся по всей вещественной оси. Функция $f(A)$ от самосопряжённого Л. о. A определяется интегралом

$$f(A)=\int f(\lambda)\,dP(\lambda).$$

В квантовой теории самосопряжённые Л. о. отвечают наблюдаемым физ. величинам. Процедура квантования сводится к замене евклидовых канонич. координат и импульсов такими самосопряжёнными Л. о., что их коммутаторы совпадают с соответствующими скобками Пуассона. Операторы других наблюдаемых величин выражают при помощи классич. ф-л через операторы координат и импульсов.

Лит.: Неймак И., Математические основы квантовой механики, пер. с нем., М., 1964; Дирак П., Принципы квантовой механики, пер. с англ., 2 изд., М., 1979; Кострикин А. И., Манин Ю. И., Линейная алгебра и геометрия, 2 изд., М., 1986; Рихтмайер Р., Принципы современной математической физики, пер. с англ., т. 1, М., 1982.

О. И. Завьялов.

ЛИНЕ́ЙЧАТЫЕ СПЕ́КТРЫ — оптические спектры испускания и поглощения, состоящие из отдельных спектральных линий. Л. с. являются *атомные спектры*, спектры звёздных атмосфер (см. *Фраунгоферовы линии*), спектры органич. молекул при низких темп-рах в спец. условиях (см. *Шпольского эффект*). См. также ст. *Спектральная линия*.

ЛИ́НЗА (нем. Linse, от лат. lens — чечевица) — простейший оптич. элемент, изготавливаемый из прозрачного материала, ограниченный двумя преломляющими поверхностями, имеющими общую ось либо две взаимно перпендикулярные плоскости симметрии. При изготовлении Л. для видимой области применяют *оптическое стекло* или органическое стекло (массовое тиражирование непрецизионных деталей), в УФ-диапазоне — кварц, флюорит и др., в ИК-диапазоне — спец. сорта стёкол, кремний, германий, сапфир, ряд солей и т. д.

Рабочие поверхности Л. обычно имеют сферич. форму, реже — цилиндрическую, тороидальную, конусообразную или с заданными небольшими отступлениями от сферы (асферическую). Л. со сферич. поверхностями наиб. просты в изготовлении и являются осн. элементами большинства оптич. систем.

В параксиальном приближении (углы φ между лучами и оптич. осью столь малы, что можно заменить $\sin\varphi$ и $\operatorname{tg}\varphi$ на φ) свойства Л. со сферич. поверхностями могут быть однозначно охарактеризованы положением *главных плоскостей* и *оптической силой* Φ, представляющей собой выражаемую в *диоптриях* величину, обратную фокусному расстоянию (в м). Связь этих характеристик с геом. параметрами Л. ясны из рис., в к-ром для наглядности углы наклона лучей изображены преувеличенно большими. Расстояния от первой по ходу лучей поверхности линзы до первой гл. плоскости H и от второй поверхности до второй гл. плоскости H' равны соответственно $S_{1,2}=-\frac{1}{\Phi}\frac{n-1}{n}\frac{d}{r_{2,1}}$, фокусное расстояние от H до переднего фокуса (F) $f=-1/\Phi$, от H' до заднего фокуса (F') $f'=1/\Phi$; оптич. сила Л., являющаяся мерой её преломляющего действия, равна

$$\Phi=(n-1)\left(\frac{1}{r_1}-\frac{1}{r_2}\right)+\frac{(n-1)^2 d}{n r_1 r_2}.$$

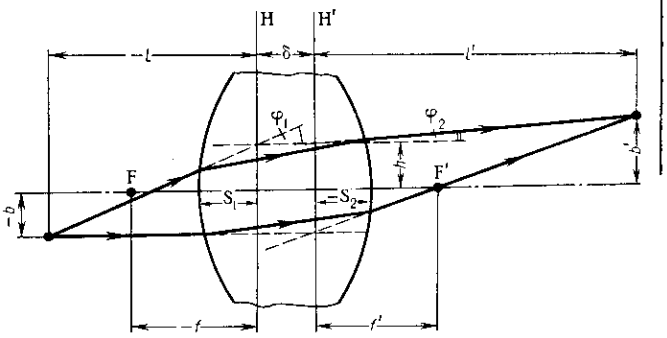
Здесь n — показатель преломления вещества Л. (или отношение этого показателя к показателю преломления окружающей среды, если последний $\neq 1$), d — измеренная вдоль оси толщина Л., r_1 и r_2 — радиусы кривизны её поверхностей (считаются положительными, если центры кривизны расположены дальше по ходу лучей; так, у изображённой на рис. двояковыпуклой Л. $r_1>0$, $r_2<0$), расстояния отсчитываются вдоль направления распространения света.

Способ построения и расчёта траекторий проходящих через Л. меридиональных (лежащих в осевой плоскости) лучей с использованием гл. плоскостей ясен из рис. После прохождения Л. луч кажется исходящим из точки на H', удалённой от оси на то же расстояние h, что и точка пересечения исходного луча с H. Угол между лучом и осью изменяется на $\varphi_2-\varphi_1=-h/f'$. Для нахождения траектории произвольного немеридионального луча последний проецируется на две взаимно перпендикулярные осевые плоскости. Каждая проекция является по существу меридиональным лучом и ведёт себя указанным выше образом.

Положение даваемого Л. изображения точки определяется ф-лами

$$\frac{1}{l'}-\frac{1}{l}=\frac{1}{f'},\quad \frac{b'}{b}=\frac{l'}{l}=-\frac{f}{l-f}=1-\frac{l'}{f'},$$

где l и l' — расстояния от гл. плоскостей до плоскостей предмета и изображения соответственно (рис.), b и b' — расстояния точки и её изображения от оси (отсчитываемые вверх).



Если $\Phi>0$, Л. наз. положительной или собирающей, при $\Phi<0$ — отрицательной или рассеивающей; линзы с $\Phi=0$ наз. афокальными и используются гл. обр. для исправления аберраций др. оптич. элементов. Положительные Л. дают действительные изображения всех действительных объектов, находящихся до переднего фокуса (на рис.— левее F), и всех мнимых объектов, находящихся за Л. Рассеивающие Л. дают расположенное между Л. и передним фокусом прямое, мнимое, уменьшенное изображение действит. объектов.

Расстояние δ между гл. плоскостями Л. почти не зависит от её оптич. силы и формы и примерно равно $d\,(1-1/n)$. Когда δ пренебрежимо мало по сравнению с $|f'|$, Л. наз. тонкой. У тонких Л. знак оптич. силы Φ совпадает со знаком разности $1/r_1-1/r_2$; при этом толщина собирающих Л. по мере удаления от оси уменьшается, а рассеивающих — возрастает. Обе гл. плоскости тонких Л. можно считать совпадающими с плоскостью Л. и отсчитывать введённые выше расстояния f, f', l, l' прямо от последней. Чёткой границы между толстыми Л. (когда δ нельзя пренебречь) и тонкими не существует — всё зависит от конкретных применений.

Для преобразования высококогерентных световых пучков (обычно лазерного происхождения) используются преим. тонкие Л. Их часто наз. квадратичными фазовыми корректорами: при прохождении когерентного пучка через тонкую Л. к распределению фазы по его сечению добавляется величина $k\Delta(r)$, где $k=2\pi/\lambda$ — волновой вектор, $\Delta(r)=(n-1)d-r^2/2f'$ — вносимая Л. дополнит. разность хода, являющаяся квадратичной ф-цией удаления r от оси. Распределение комплексной амплитуды поля в фокальной плоскости Л. с точностью до фазового множителя является *фурье-образом* распределения амплитуды поля перед Л., вычисленным для *пространственных частот* $x/\lambda f'$, $y/\lambda f'$ (x, y — поперечные координаты на фокальной плоскости). Распределение интенсивности в той же плоскости подобно угл. распределению излучения с коэф. подобия f'. Поэтому Л. широ-

ко применяются в системах *пространственной фильтрации* излучения, обычно представляющих собой комбинацию Л. с установленными в их фокальных плоскостях *диафрагмами*, *растрами*, и в устройствах для измерения угл. расходимости излучения.

Л. обладают всеми аберрациями, присущими центриров. оптич. системам (см. *Аберрации оптических систем*). Проблема аберраций особенно важна при использовании широкополосных и обладающих большими угл. апертурами световых пучков обычных (некогерентных) источников. Сферич. и хроматич. аберрации, а также кома могут быть в значит. степени исправлены путём комбинирования двух Л. разл. формы и из материалов с разл. дисперсией. Такие двухлинзовые системы широко используются в качестве объективов для зрительных труб и т. п. Иногда сферич. аберрации уничтожаются с помощью Л. с асферической, в частности параболоидальной, формой поверхности.

Для коррекции разл. дефектов глаза применяются Л. не только со сферическими, но также с цилиндрич. и торич. поверхностями. Цилиндрич. Л. сравнительно часто используются в тех случаях, когда изображение точечного источника должно быть «растянуто» в полосу или линию (напр., в спектральных приборах).

Лит.: Борн М., Вольф Э., Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973; Гудмен Дж., Введение в Фурье-оптику, пер. с англ., М., 1970. *Ю. А. Ананьев.*

ЛИНЗА АКУСТИЧЕСКАЯ — устройство, осуществляющее *фокусировку звука* посредством изменения длины пути, проходимого в нём акустич. волной, и преломления звука на его граничных поверхностях. Подобно оптич. линзам Л. а. ограничены двумя рабочими поверхностями и выполняются из материала, скорость звука в к-ром c_2 отлична от скорости звука в окружающей среде c_1. Они могут быть изготовлены из твёрдых веществ, жидкостей или газов; в последних двух случаях жидкость или газ заключают в оболочку, к-рая должна быть достаточно тонкой, чтобы обеспечить макс. прохождение энергии и незначит. дополнит. отклонение лучей при преломлении. Л. а. бывают плоско-выпуклыми, плоско-вогнутыми, двояковыпуклыми, двояковогнутыми и выпукло-вогнутыми. Л. а., образующие сходящиеся волновые фронты, наз. собирающими, или фокусирующими, а расходящиеся — рассеивающими. В зависимости от значения показателя преломления для звуковых волн $n=c_1/c_2$ Л. а. наз. замедляющими при $n>1$ и ускоряющими при $n<1$. При выборе материала для Л. а. стремятся к тому, чтобы его *волновое сопротивление* минимально отличалось от волнового сопротивления окружающей среды, а также — чтобы коэф. поглощения звука α в материале линзы на рабочей частоте был мал.

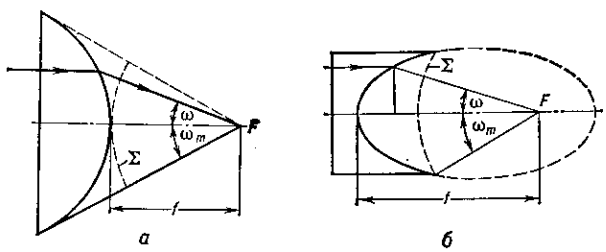


Рис. 1. Собирающие акустические линзы: *а* — замедляющая; *б* — ускоряющая; Σ — сходящийся волновой фронт; *f* — фокусное расстояние; ω_m — угол раскрытия фронта; ω — текущий угол; *F* — фокус.

Плоско-эллиптическая ускоряющая (рис. 1, *б*) и плоско-гиперболическая замедляющая (рис. 1, *а*) Л. а. применяются для концентрации энергии плоской волны, распространяющейся в направлении акустич. оси. Для получения звуковых изображений, напр. в системах *звуковидения* с целью уменьшения аберрации, применяют Л. а. со сферич. преломляющей поверхностью. Ускоряющие Л. а. дают меньшие сферич. аберрации, чем замедляющие. Плоско-гиперболическая ускоряющая и плоско-эллиптическая замедляющая Л. а. являются рассеивающими. Такие Л. а. употребляются для создания равномерных УЗ-полей в большей части пространства при использовании излучателей малых размеров.

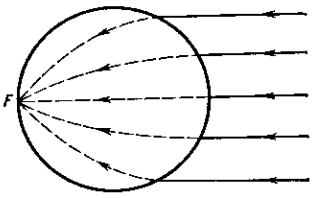


Рис. 2. Неоднородная линза Люнеберга.

Осн. параметр Л. а.—фокусное расстояние *f*. Для плоско-сферич. Л. а. в случае *параксиального пучка лучей* $f=\pm R_{кр}/(1-n)$, где $R_{кр}$ — радиус кривизны преломляющей поверхности. Для собирающей Л. а. коэф. усиления звукового давления *K* существенно зависит от коэф. поглощения α УЗ-волн в материале Л. а., напр. для Л. а. со сферич. преломляющей поверхностью

$$K=K_0\,(1-e^{\alpha l})/\alpha l,$$

где *l* — толщина Л. а., K_0 — коэф. усиления той же Л. а. в отсутствие потерь.

Фокусирующие Л. а. могут создаваться путём плавного непрерывного изменения *n* материала — т. н. неоднородные Л. а. К ним относятся сферич. или цилиндрич. линзы Люнеберга (рис. 2) радиуса *a*, для к-рой $n(r)=\sqrt{2-(r/a)^2}$ (*r* — расстояние от центра или оси). Осн. свойство такой Л. а. состоит в том, что плоская волна, падающая на неё по любому направлению, собирается в фокусе на её поверхности.

Коэф. прохождения звуковой волны через обычную Л. а. с плавным изменением профиля (рис. 1) зависит от её толщины *l*, достигая максимума при $l=n\lambda/2$ ($n=0, 1, 2, \ldots$) и минимума при $l=(2n-1)\,\lambda/4$, где λ — длина УЗ-волны в материале линзы. Чтобы обеспечить максимум прохождения звуковой волны, делают т. н. зональные Л. а. ступенчатой формы с толщиной ступеней, равной $n\lambda/2$ (рис. 3). Существуют волноводные Л. а., представляющие собой набор каналов, различающихся по акустич. длине пути на λ. В фокусе такой Л. а. происходит синфазное сложение волн, прошедших через каналы. Л. а. с переменным фокусным расстоянием представляют собой оболочку из податливого материала, напр. резины, заполненную жидкостью, с $c_2<c_1$. Изменяя статич. давление жидкости внутри оболочки, можно менять её радиусы кривизны и тем самым — фокусное расстояние.

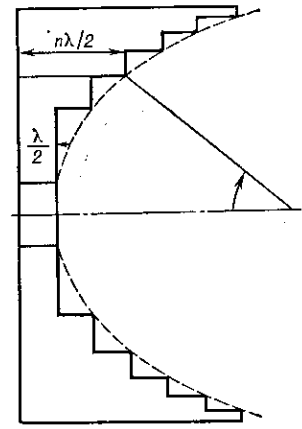


Рис. 3. Зональная линза.

Лит.: Каневский И. Н., Фокусировка звуковых и ультразвуковых волн, М., 1977. *И. Н. Каневский.*

ЛИНЗОВАЯ АНТЕННА — антенное устройство, работающее по принципу оптич. линзы, т. е. осуществляющее преобразование формы фазового фронта электромагнитной волны. Как правило, размеры апертуры Л. а. значительно больше длины волны принимаемого или излучаемого поля, поэтому аналогия с оптич. линзами распространяется и на методы их расчёта (геом. и физ. оптика). Далее речь идёт об эл.-магн. Л. а. (некрые их разновидности имеют аналоги в акустике и гидроакустике, возможны гравитац. Л. а.). Все пояснения

относятся к Л. а., работающим в режиме излучения. Л. а. состоит из линзы и первичного излучателя, расположенного в её фокусе.

Обычно Л. а. предназначаются для работы в средах с показателем преломления $n \sim 1$ (с малыми потерями). Изменение фазы $\Delta\varphi$ вдоль луча при прохождении участка $\Delta s = s_2 - s_1$ такой среды определяется соотношением $\Delta\varphi = \omega c^{-1} \int_{s_1}^{s_2} n(s)ds$, где ω — угл. частота, c — скорость света в вакууме. Преобразование фазового фронта достигается либо профилированием границы Л. а., $\Delta s \neq \neq \text{const}$ (системы с однородным n), либо применением сред с неоднородным $n(s)$. Часто используют искусств. диэлектрич. среды, когда в обычные диэлектрики с $n \cong 1$ вкрапливают с разл. плотностью металлич. или диэлектрич. элементы (шарики, сфероиды, диски и др.) или металлич. порошок, достигая изменения эфф. показателя преломления практически по любому закону. Используют также искусств. среды, выполненные в виде блоков из обычных волноводов (одинакового или различного сечения) или параллельных гофрированных металлич. листов. Если электрич. вектор перпендикулярен металлич. листам, то между ними будет распространяться волна типа TEM, фазовая скорость к-рой равна c. Наличие гофр создаёт эффект замедления: волна будто бы распространяется с $v_\phi < c$ ($n_{эфф} > 1$). Если же электрич. вектор параллелен металлич. листам, то между ними будет распространяться волна типа TE и соответствующий набор ведёт себя как искусств. диэлектрик с $n_{эфф} < 1$. Если блок выполнен из волноводов различного сечения или из металлич. пластин с различными расстояниями между ними, то получаем среду с неоднородным $n_{эфф}$.

Наиб. простым типом Л. а. являются линзы из однородного диэлектрика с соответствующим образом рассчитанным профилем одной или обеих её поверхностей.

Для уменьшения массы линзы больших размеров выполняют зонированными (рис. 1), при этом фаза волны в каждой зоне отличается на $2\pi m$ ($m = 1, 2, \ldots$). Зонированные линзы работают удовлетворительно в более узком диапазоне длин волн, чем обычные. Кроме того, у края каждой зоны возникают дифракц. явления, ухудшающие характеристики Л. а. Фокусирующие свойства неоднородных линз обеспечиваются выбранным законом изменения коэф. преломления. Первая линза из неоднородного диэлектрика исследована Дж. К. Максвеллом (J. C. Maxwell) в 1860. Она имеет форму полусферы. Линза с центр. симметрией в форме шара предложена Р. К. Люнебергом (R. K. Luneberg) в 1944.

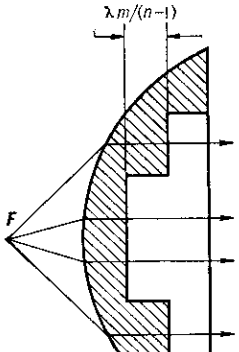


Рис. 1. Зонированная диэлектрическая линза.

Плоский фронт образуется на нек-рой плоскости, находящейся вне линзы. Такие линзы допускают поворот луча без искажения его формы в широком секторе углов до 360°, их изготавливают из большого числа сферич. слоёв с пост. n. Число слоёв, их толщину и n выбирают, исходя из допустимой фазовой ошибки. В линзе Микаэляна, наз. линзой равной толщины, коэф. преломления зависит только от одной координаты. Все три линзы — фокусирующие, т. е. создают на выходе параллельный пучок лучей.

Применяют также широконаправленные и отражательные линзы. В широконаправленных линзах фазовый фронт на выходе должен быть сферическим или цилиндрическим. Отражат. линзы применяют, когда необходимо переотражать падающее на них излучение в заданном направлении. Известны два типа отражат. линз: рефлектор Люнеберга и линза Итона — Липмана. Первый тип представляет собой обычную линзу Люнеберга, в к-рой часть поверхности покрыта металлич. слоем. Падающая на линзу волна фокусируется в соответствующей точке металлич. покрытия и затем отражается. Проходя через линзу, она излучается в направлении, обратном направлению падения. Линза Итона—Липмана имеет форму шара (рис. 2). Коэф. преломления определяется ф-лой $n(r) = n(R) \cdot [(2R/r) - 1]^{1/2}$.

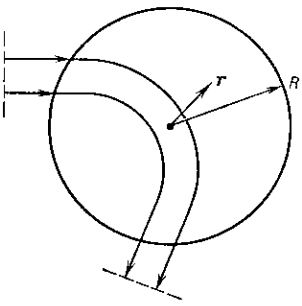


Рис. 2. Линза Итона — Липмана.

Л. а. нашли применение в радиолокации. Они удобны при работе в широкой полосе частот без перестройки, для обеспечения нужной диаграммы направленности; с их помощью легко осуществить поворот луча в широком секторе углов.

Лит.: Зелкин Е. Г., Петрова Р. А., Линзовые антенны, М., 1974; Авдеев С. М., Бей Н. А., Морозов А. Н., Линзовые антенны с электрически управляемыми диаграммами направленности, М., 1987. *Е. Г. Зелкин.*

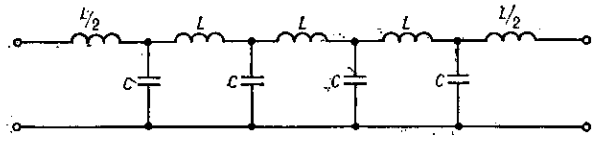
ЛИНИИ ЗАДЕРЖКИ — устройства для временно́й задержки электрич. сигналов при достаточно малых искажениях их формы. Чаще всего Л. з. применяют для задержки на пост. время видеоимпульсов. Для задержки на время ~ 1 мкс применяют электрич. Л. з.; для более длительных задержек — акустич. Л. з. При весьма длительных задержках используют запись на магн. ленту; считывающее устройство отстоит от записывающего на расстоянии $l = ut_з$, где u — скорость движения ленты, $t_з$ — время задержки.

Выделяют два вида электрич. Л. з.: однородные и цепочечные. В качестве однородных Л. з. используют *линии передачи* (чаще всего выполненные в виде коаксиальных кабелей), в к-рых задержка обусловлена конечным временем распространения эл.-магн. колебаний со скоростью $v = c/\sqrt{\varepsilon\mu} = 1/\sqrt{L_1 C_1}$, где ε, μ — диэлектрич. и магн. проницаемости, L_1 и C_1 — погонные (т. е. на единицу длины) индуктивность и ёмкость среды распространения.

В каждой точке Л. з. между бегущими по ней волнами напряжения U и тока I выполняется соотношение $U = I\rho$, где $\rho = \sqrt{L_1/C_1}$ — волновое сопротивление линии. Типичные значения параметров Л. з., выполненной в виде коаксиального кабеля: $\sqrt{\varepsilon} \approx 1{,}5$, $\mu = 1$, $\rho \sim$ ~ 50—100 Ом, время задержки на единицу длины $t_{з1} \sim$ ~ 5 нс/м, необходимая длина Л. з. $l \sim 2 \cdot 10^8\ t_{з1}$ м. Для увеличения $t_{з1}$ иногда применяют спец. Л. з. с увеличенными значениями ε и μ.

Цепочечная Л. з. (рис.) составлена из последовательно соединённых ячеек, состоящих из индуктивностей L и ёмкостей C и образующих фильтр ниж. частот. Задержка в таких Л. з. обусловлена развитием переходного процесса. Переходный процесс проявляется на выходе в виде сначала очень медленного (предвестник импульса), а затем быстрого (сам импульс) нарастания сигнала с задержкой относительно входного импульса на время $t_з \approx n\sqrt{LC}$, где L, C — параметры ячеек, n — число ячеек. Частотные характеристики цепочечной Л. з., согласованной на конце, т. е. нагруженной на волновое сопротивление $\rho = \sqrt{L/C}$, приближаются к характеристикам линии передачи лишь в пределах полосы частот $\Delta\omega_c = 1/\sqrt{LC}$. В этой же полосе должна располагаться осн. энергия задерживаемых импульсов,

сосредоточенная гл. обр. в частотном интервале $\Delta\omega_и \approx 2\pi/t_и$, так что между длительностью импульса $t_и$ и параметрами Л. з., по к-рой импульсы проходят без больших искажений, должно выполняться соотношение $t_и \simeq 2\pi\sqrt{LC}$. При прохождении по Л. з. импульс сглаживается: возрастают длительности фронта и среза,



а также уменьшается амплитуда. Типовые пром. линии выполняются в виде сборок с промежуточными отводами обычно через промежутки, обеспечивающие задержку $0{,}1\ t_з$. Для таких Л. з. типичны значения $\rho \sim 300$—750 Ом, полоса $\Delta\omega_с \sim 1{,}5$—$7$ МГц.

Л. з. (гл. обр. цепочечные) используют для селекции импульсов по длительности, для временно́го кодирования и декодирования импульсов. Действие таких схем основано на явлении отражения импульсов: от разомкнутого конца Л. з. импульс напряжения отражается без перемены знака, от короткозамкнутого конца — с противоположным знаком. Для того чтобы обратные волны, идущие от конца Л. з. к её началу, не претерпевали новых отражений, необходимо согласовать линию в начале, т. е. выбрать выходное сопротивление генератора равным ρ.

Лит.: Ицхоки Я. С., Овчинников Н. И., Импульсные и цифровые устройства, М., 1973; Ерофеев Ю. Н., Импульсная техника, М., 1984. *Б. Х. Кривицкий.*

ЛИ́НИИ ЗАДЕ́РЖКИ акустические — устройства для задержки электрических сигналов на время от долей мкс до десятков мс, основанные на использовании относительно малой скорости распространения *упругих волн*. Л. з. наз. ультразвуковыми (УЛЗ) при работе на частотах ω волн от единиц до сотен МГц или гиперзвуковыми (ГЛЗ) при ω от 1 ГГц и выше. Л. з. применяются в качестве устройств *акустоэлектроники* для обработки сигналов в разл. областях электронной техники (радиолокац. аппаратура, телевидение, устройства связи и др.). Известны также акустооптич. Л. з., в к-рых для обнаружения сигнала на выходе Л. з. используется взаимодействие упругих волн со световым пучком.

Л. з. состоят из трёх осн. элементов (рис. 1,*а*): входного *1* и выходного *2 электроакустических преобразователей*, преобразующих электрич. колебания в упру-

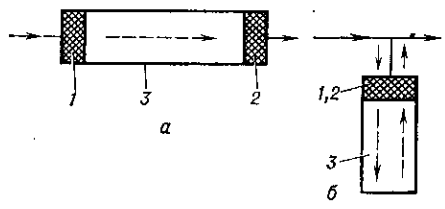


Рис. 1. Схемы включения ультразвуковых линий задержки, работающих «на проход» (*а*) и «на отражение» (*б*).

гие на входе Л. з. и упругие колебания в электрические на её выходе, и звукопровода *3*, механически связанного с преобразователями, в котором распространяются упругие волны. Т. к. скорость распространения последних примерно в 10^5 меньше скорости распространения электрич. волн, то время распространения упругих волн в звукопроводе и определяет время задержки сигнала. Л. з. могут работать «на проход» (рис. 1, *а*), при этом входной и выходной преобразователи разделены, или «на отражение» (рис. 1, *б*), когда один и тот же преобразователь служит входным в момент прихода задерживаемого сигнала и выходным, когда с него снимается задержанный сигнал.

В качестве преобразователей в УЛЗ используются преим. пластины из монокристаллов пьезоэлектриков, пьезокерамика. В нек-рых случаях применяются магнитострикционные преобразователи. Звукопроводом УЛЗ служит твёрдая среда, в к-рой упругие волны распространяются с относительно малыми потерями.

Основные параметры Л. з.: 1) время задержки τ, зависит от длины пути, проходимого упругой волной в звукопроводе; 2) рабочая частота f_0, определяется преим. резонансной частотой преобразователей; 3) полоса пропускания $\Delta f/f_0$, зависит в основном от добротности преобразователей; 4) потери D, вносимые Л. з., величина к-рых складывается из потерь на двукратное электромеханич. преобразование на входе и выходе и потерь при распространении упругих волн в звукопроводе; 5) уровень ложных сигналов, т. е. сигналов, приходящих на выход Л. з. со временем задержки, отличающимся от заданного; он оценивается как отношение амплитуды ложного сигнала к амплитуде основного. В зависимости от назначения Л. з. могут рассматриваться и такие параметры, как температурный коэф. задержки, зависящий от материала звукопровода и в большинстве случаев равный от 10^{-4} 1/°С до 10^{-6}1/°С; неравномерность амплитудно-частотной характеристики, в значит. степени определяемой уровнем ложных сигналов, и др.

Акустические Л. з. можно условно разделить на три группы в зависимости от вида используемых упругих волн и от соотношения между длиной волны λ упругих колебаний, распространяющихся в звукопроводе, и его размерами.

Л. з. на объёмных волнах. К этой группе можно отнести УЛЗ, где объёмные волны (продольные или поперечные) распространяются по звукопроводу, размеры сечения к-рого существенно превышают λ. Электроакустич. преобразователями здесь служат однополуволновые пластины из пьезоэлектриков (кристаллич. кварц, ниобат лития и др.). Звукопроводы для них изготавливаются из плавленого кварца, спец. стекла, монокристаллов кварца и солей NaCl, KCl и др., а также магниевого сплава. Соответственно эти УЛЗ наз. кварцевыми, стеклянными, монокристаллическими и магниевыми. Увеличение τ в пределах заданного размера звукопровода может быть достигнуто за счёт многократных отражений упругих волн на пути от входа до выхода УЛЗ (рис. 2). Эти УЛЗ работают в основном на частотах от единиц до 100 МГц и более и обеспечивают время задержки до 3—4 мс. У таких УЛЗ $\Delta f/f_0$ обычно лежит в пределах от 0,1 до 0,5 и уровень ложных сигналов составляет от —26 дБ до —40 дБ. Вносимые потери D в зависимости от параметров преобразователей длительности задержки и материала звукопровода могут

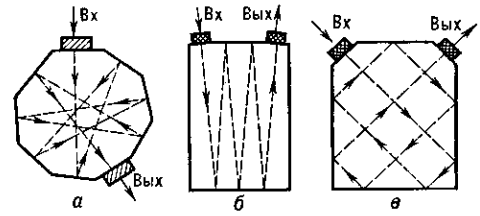


Рис. 2. Направления распространения ультразвукового пучка в ультразвуковых линиях задержки с звукопроводами различной формы: *а* — многоугольной; *б* — прямоугольной с малыми углами отражения; *в* — прямоугольной с углами отражения 45°.

варьироваться в значит. интервале от 20 дБ до 70 дБ. Применение этих УЛЗ, в особенности магниевых, а частично и УЛЗ на основе солей монокристаллов, быстро сокращается благодаря развитию микроэлектроники и, в частности, цифровой техники, позволяющей реализовать широкий диапазон задержек, не прибегая к использованию сравнительно громоздких акустоэлектронных аналоговых устройств.

ГЛЗ, работающие на объёмных волнах, также относятся к рассматриваемой группе Л. з. Возбуждение и

приём гиперзвука в ГЛЗ со звукопроводами из пьезоэлектриков (сапфир, рубин и др.) осуществляется плёночными *пьезоэлектрическими преобразователями*, в основном CdS и ZnO, напылёнными на предварительно металлизированные торцы бруска (рис. 3, *а*). Реже

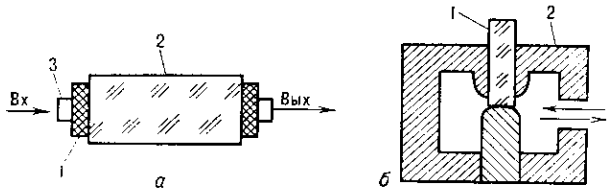


Рис. 3. Гиперзвуковые линии задержки: *а* — плёночными преобразователями (*1* — плёнка, *2* — звукопровод, *3* — электрод); *б* — со звукопроводом *1* из пьезоэлектрика, закреплённым в резонаторе *2*.

применяются *магнитострикционные преобразователи* в виде никелевых плёнок. Время задержки в таких ГЛЗ редко превышает 15—20 мкс на частотах 1—3 ГГц и уменьшается до 1—5 мкс с повышением f_0 до 10 ГГц. Потери в этих ГЛЗ обычно составляют до 50—70 дБ при $\Delta f/f_0 \sim 0{,}2—0{,}5$. Из-за пробоя плёнок преобразователя приходится ограничивать ср. мощность импульсов, подаваемых на вход ГЛЗ, величиной ~50—100 мВт. Для повышения допустимой величины импульсной мощности применяют многоэлектродные плёночные преобразователи, представляющие собой ряд последовательно включённых участков плёнки с площадью каждого из них, уменьшенной пропорционально числу участков.

В ГЛЗ со звукопроводами из пьезоэлектрика (напр., из кристаллич. кварца или ниобата лития) преобразование осуществляется также и путём непосредств. взаимодействия электрич. поля эл.-магн. резонатора с приповерхностным слоем звукопровода, закреплённого в этом резонаторе (рис. 3, *б*). Такие ГЛЗ работают на частотах до 3—4 ГГц и обеспечивают задержки до 10—15 мкс при $\Delta f/f_0 \approx 0{,}01—0{,}02$ и D до 70—100 дБ; максимально допустимая импульсная мощность на входе здесь достигает 1 кВт.

Потери в звукопроводах из диэлектрич. монокристаллов могут быть существенно уменьшены путём понижения темп-ры T до значений $T_Д \leqslant T \leqslant 0{,}1\ T_Д$, где $T_Д$ — темп-ра Дебая для этих кристаллов.

Переменные ГЛЗ (с переменным значением τ) и дисперсионные ГЛЗ (с τ, зависящим от частоты) реализуются с применением *магнитоупругих волн*, возбуждаемых в магнитоупорядоченных кристаллах (напр., в железоиттриевом гранате). Изменение задержки здесь достигается переносом областей возбуждения и приёма магнитоупругих волн (т. е. переносом областей перехода *спиновых волн* в упругие на входе ГЛЗ и обратного перехода на её выходе), что достигается изменением напряжённости H_0 внешнего постоянного магн. поля. Пределы изменения τ в переменных ГЛЗ составляют примерно 1—10 мкм, D — ок. 70 дБ на частотах до 3 ГГц, а $\Delta f/f_0$ обычно не превышает 0,05—0,1. В дисперсионных ГЛЗ на магнитоупругих волнах используется эффект дисперсии скорости волн при определённых значениях H_0. В железоиттриевом гранате дисперсия составляет доли мкс в относит. полосе пропускания до 0,01.

Л. з. на поверхностных акустических волнах. УЛЗ и ГЛЗ на *поверхностных акустических волнах* (ПАВ) получили широкое распространение в качестве микроминиатюрных устройств для обработки сигналов. Ввод и снятие сигнала здесь осуществляются с помощью встречно-штыревых преобразователей, каждый из к-рых представляет собой решётку в виде ряда противофазных электродов — параллельных полос в основном из алюминия,— нанесённых на поверхность звукопровода из пьезоэлектрика (рис. 4), напр. из кристаллич. кварца или ниобата лития. Ширина полос (электродов) встречно-штыревых преобразователей и интервалов между ними равна $^1/_4$ длины волны излучаемых (принимаемых) АВ. Известны также УЛЗ на ПАВ, в к-рых материалом для встречно-штыревых преобразователей служит пьезоплёнка (напр., ZnO или CdS), а звукопровод изготавливается из непьезоэлектрика. УЛЗ на ПАВ работают на частотах от единиц до сотен МГц, а ГЛЗ — до 2—3 ГГц. Ограничение по f_0 здесь обусловлено в основном технологией изготовления встречно-штыревых преобразователей (при использовании фотолитографии, напр., макс. значение $f_0 \approx 400$ МГц, а в случае применения электронолитографии или рентгенолитографии — до неск. ГГц). Время задержки в УЛЗ на ПАВ обычно не превышает 150—200 мкс. Величина $\Delta f/f_0$ составляет 0,1—0,5, а D до 40—50 дБ. В ГЛЗ время задержки составляет единицы мкс.

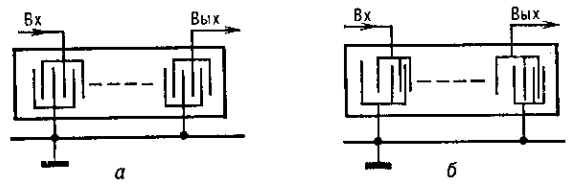


Рис. 4. Схемы ультразвуковых линий задержки на поверхностных волнах с преобразователями в виде эквидистантных (*а*), неэквидистантных (*б*) решёток.

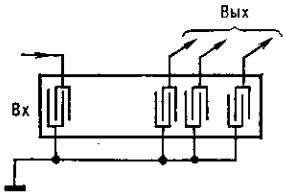


Рис. 5. Многоотводные линии задержки на поверхностных волнах.

Наиб. широкое применение УЛЗ на ПАВ нашли в качестве многоотводных, фазоманипулированных и дисперсионных УЛЗ. Многоотводные УЛЗ (рис. 5) могут иметь число отводов, определяемое, с одной стороны, максимально допустимой задержкой, с другой — мин. временным интервалом между отводами, равным примерно 0,1—0,2 мкс. Фазоманипулированные УЛЗ широко используются в качестве пассивных устройств обработки фазокодированных сигналов с бинарными кодами (с изменением фазы сигнала на π). В этих УЛЗ чередование полярностей или фаз электродов встречно-штыревых преобразователей (рис. 6, *а*) задаётся в соответствии с необходи-

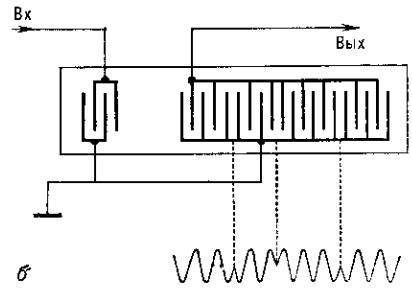


Рис. 6. Фазоманипулированная линия задержки на ПАВ (*а*), чередование полярностей электродов которой позволяет получить фазокодированный сигнал вида *б*.

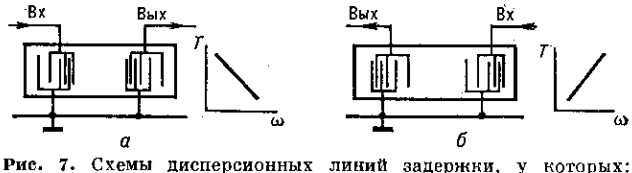


Рис. 7. Схемы дисперсионных линий задержки, у которых: *а* — время задержки T с увеличением частоты $\omega = 2\pi f$ уменьшается; *б* — время T с увеличением ω увеличивается.

мостью получения определённого распределения фаз в фазокодированном сигнале (рис. 6, *б*). Дисперс. УЛЗ, применяемые для пассивного формирования и сжатия частотно-модулированных(ЧМ) сигналов, позволяют относительно просто задавать как линейный, так и нелинейный законы частотной модуляции, обеспечивая любой (положит. или отрицат.) наклон дисперсионной характеристики (рис. 7). Дисперсия здесь имитируется благодаря разнице в расстояниях между участками входной и выходной решёток, работающими на разных частотах. Такие УЛЗ формируют ЧМ-сигналы длительностью до 200—250 мкс, $\Delta f/f_0$ может составлять до 0,5—0,6. При использовании этих УЛЗ для формирования и последующего сжатия ЧМ-сигналов (оптимальная фильтрация) коэф. сжатия (произведение длительности ЧМ-сигнала на полосу пропускания) может достигать 1000. Известны также дисперсионные УЛЗ, у к-рых входом и выходом служат две эквидистантные решётки, а эффект дисперсии имитируется с помощью двух отражающих неэквидистантных решёток, выполненных в виде двух рядов отражающих элементов (канавок, металлич. полосок и др.), расположенных под углом 90° друг к другу и под углом 45° к направлению распространения ПАВ. Такие УЛЗ также могут формировать ЧМ-сигнал с любым знаком дисперсионной характеристики и обеспечивают длительность ЧМ-сигнала до 400 мкс, а коэф. сжатия — до 5000.

Волноводные УЛЗ составляют третью группу УЛЗ. Они работают на объёмных волнах, распространяющихся в звукопроводе, размеры сечения к-рого соизмеримы с λ. К ним относятся полосковые (ленточные) УЛЗ, в к-рых используются продольные и поперечные волны, и проволочные УЛЗ, в к-рых пользуются продольными и преим. крутильными волнами. Такие УЛЗ работают на частотах до 10—15 МГц и обеспечивают задержку до 100 мкс и более (на частотах порядка 1—3 МГц). Величина $\Delta f/f_0$ у них достигает 0,5, а D составляют до 30—40 дБ. В полосковых УЛЗ используются поперечные упругие волны с направлением поляризации вдоль ширины ленты (поперечная нормальная нулевая волна). В случае распространения в ленточном звукопроводе продольных волн или поперечных с поляризацией по толщине ленты (первая нормальная поперечная волна) возникает эффект дисперсии. Относит. низкочастотность таких УЛЗ и соответственно их узкополосность сделали возможной практически почти полную замену их цифровыми устройствами. Исключение пока составляют полосковые дисперсионные УЛЗ с использованием отражающих структур типаIMCON, работающих на недисперсионных поперечных волнах, поляризованных по ширине ленты(нормальная нулевая волна). Эффект дисперсии здесь создаётся двумя отражающими неэквидистантными решётками с канавками, по конфигурации и взаимному расположению не отличающимися от показанных на рис. 8. Звукопроводом в этих УЛЗ служит металлич. лента толщиной λ/2. Преобразование на входе и выходе УЛЗ осуществляется двумя пьезопластинками, закреплёнными (приклейка или припайка) на торце ленты вблизи от мест расположения встречно-штыревых преобразователей. Дисперсионные узлы УЛЗ типа IMCON работают на частотах до 20—30 МГц, с относит. полосой пропускания до 0,5 и могут обеспечить коэф. сжатия примерно до 1000. Однако с развитием высокоразрядных аналого-цифровых преобразователей можно и здесь ожидать перехода на цифровые устройства.

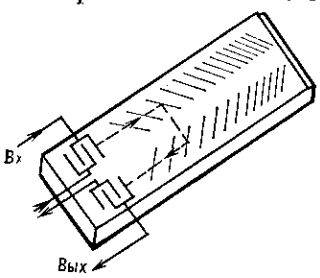
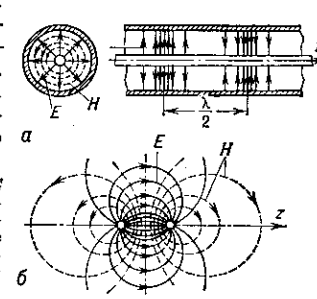


Рис. 8. Дисперсионная линия задержки с отражающими канавками.

Лит.: Физическая акустика, под ред. У. Мэзона, пер. с англ., т. 1, М., 1966; Соколинский А. Г., Сухаревский Ю. М., Магниевые ультразвуковые линии задержки, М., 1966; Пьезополупроводниковые преобразователи и их применение, М., 1973; Каринский С. С., Устройства обработки сигналов на ультразвуковых поверхностных волнах, М., 1975; Такер Дж., Рэмптон В., Гиперзвук в физике твердого тела, пер. с англ., М., 1975; Фильтры на поверхностных акустических волнах, под ред. Г. Мэттьюза, пер. с англ., М., 1981.
А. Г. Соколинский.

ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ (длинные линии) — системы, состоящие из двух или неск. параллельных проводников и предназначенные для передачи по ним эл.-магн. энергии. Поперечные размеры таких Л. п. малы по сравнению с продольными, а часто и по сравнению с длиной волны λ передаваемых колебаний (отсюда и термин «длинные линии»). Впервые Л. п. появились в 30-х гг. 19 в. в телеграфии, а в кон. 19 в. их стали применять для передачи энергии перем. тока. Различают э к р а н и р о в а н н ы е Л. п. (напр., коаксиальный кабель) и о т к р ы т ы е Л. п. (напр., двухпроводная Л. п., состоящая из двух параллельных проводников). Иногда под Л. п. понимают любые системы, позволяющие передавать энергию пост. или перем. токов и включающие в себя не только многопроводные Л. п., но и разл. *волноводы*, квазиоптич. и оптич. Л. п. (см. *Квазиоптика*) и др.

В идеальной Л. п. без потерь распространяются только такие волны, в к-рых электрич. и магн. поля строго поперечны (*TEM*-моды, см. *Волновод металлический*). Распределение этих полей по сечению в точности повторяет распределение электрич. поля $\boldsymbol{E}$ внутри цилиндрич. конденсатора и магн. поля $\boldsymbol{H}$ в системе цилиндрич. проводников с продольными токами (рис.). В многопроводных Л. п. существует N независимых решений(N — число проводников), им соответствует N независимых мод. Одну из них (для к-рой суммарный заряд всех проводников отличен от нуля) в системе с идеальными проводниками реализовать нельзя, т. к. она переносит бесконечно большой поток энергии, поэтому в N-проводной линии может распространяться $N-1$ независимых мод. Это обстоятельство используют для многоканальной передачи в многопроводных Л. п. Все *TEM*-моды распространяются со скоростью света в заполняющей Л. п. среде. Благодаря квазистатич. структуре полей при описании процессов в Л. п. можно оперировать не с полями, а с зарядами Q, токами I и напряжениями V. Соответствующие ур-ния наз. *телеграфными уравнениями*, для двухпроводной идеальной линии в СИ они имеют вид



Структура электрического $\boldsymbol{E}$ и магнитного $\boldsymbol{H}$ полей в линиях передачи: *а* — в коаксиальном кабеле (поперечное и продольное сечения); *б* — в двухпроводной линии (поперечное сечение).

$$\frac{\partial I}{\partial z} = C\frac{\partial V}{\partial t}, \quad \frac{\partial V}{\partial z} = -L\frac{\partial I}{\partial t}, \qquad (*)$$

где L и C — погонные индуктивность и ёмкость Л. п., z — координата, t — время. Общее решение ур-ний (*) для пост. L и C представляет собой суперпозицию волн: $I=A\exp(i\omega t\mp ikz)$, $V=AZ_{\text{в}}\exp(i\omega t\mp ikz)$, где $k=\omega/v=2\pi/\lambda$, $v=(LC)^{-1/2}$ — скорость распространения волн в заполняющей Л. п. среде, $Z_{\text{в}}=(L/C)^{1/2}$ — *волновое сопротивление* Л. п. Оптимальная передача энергии осуществляется в режиме *бегущей волны*, когда Л. п. нагружена на сопротивление, равное волновому.

Однородные потери в среде не изменяют структуру поля *TEM*-моды, но помимо ослабления сигнала вносят фазовые искажения из-за дисперсии (волны разных частот распространяются с разными фазовыми скорос-

тями). Однако ур-ния (*) сохраняют смысл и в этом случае, если их применять для гармонич. процессов с заменой $C \to C + \sigma/i\omega$ (σ — погонная проводимость среды). Потери в проводниках Л. п. приводят к появлению продольных составляющих поля $\boldsymbol{E}$ и, следовательно, к трансформации моды *TEM* в моду *TM*. В этом случае уравнения (*) (при замене $L \to L + \rho/i\omega$, ρ — погонное сопротивление проводников) справедливы лишь приближённо, пока поперечные размеры Л. п. малы по сравнению с λ. То же относится и к изогнутым, перекрученным и подвергнутым др. деформациям Л. п.

С учётом σ и ρ волновое сопротивление Л. п. становится комплексным: $Z_в = (\rho + i\omega L)^{1/2}(\sigma + i\omega C)^{-1/2}$. При передаче сигналов по таким Л. п. на протяжённых трассах, напр. в межконтинентальных подводных кабелях, помимо промежуточных усилителей приходится вводить также и фазовые корректоры.

Лит.: Пирс Дж., Символы, сигналы, шумы. Закономерности и процессы передачи информации, пер. с англ., М., 1967; Никольский В. В., Электродинамика и распространение радиоволн, 2 изд., М., 1978.

М. А. Миллер, А. И. Смирнов.

ЛИ́НИЯ ТО́КА в гидро- и аэродинамике — линия, в каждой точке к-рой касательная к ней совпадает по направлению со скоростью частицы жидкости или газа в данный момент времени. Совокупность Л. т. позволяет наглядно представить картину течения жидкости или газа в данный момент времени, давая как бы моментальный фотогр. снимок потока.

Л. т. могут быть найдены аналитически, если известны компоненты скорости потока в каждой точке v_x, v_y, v_z. В этом случае Л. т. получаются интегрированием дифференц. ур-ний Л. т.:

$$\frac{dx}{v_x} = \frac{dy}{v_y} = \frac{dz}{v_z},$$

где время $t = \text{const}$. Если поток плоский, т. е. при соответствующем выборе системы координат $v_z = 0$, а v_x и v_y зависят только от x, y, t, то для несжимаемой жидкости и установившегося течения газа эти ур-ния могут быть проинтегрированы в общем виде с помощью функции тока ψ. Ур-ние семейства Л. т. имеет в этом случае вид $\psi(x, y, t) = \text{const}$.

Л. т. могут быть определены экспериментально, если течение сделано видимым с помощью взвешенных частиц, шелковинок, окрашенных струек или др. способами; при фотографировании такого течения с короткой выдержкой получаются Л. т. Если течение жидкости установившееся, т. е. скорость в каждой точке не изменяется со временем, то Л. т. совпадает с траекториями частиц.

Лит.: Лойцянский Л. Г., Механика жидкости и газа, 6 изд., М., 1987; Седов Л. И., Механика сплошной среды, 4 изд., т. 1, М., 1983.

ЛИ́ППМАНА — ШВИ́НГЕРА УРАВНЕ́НИЕ — интегральное ур-ние для волновой ф-ции непрерывного спектра, а также интегральное ур-ние для амплитуды рассеяния одной или неск. нерелятивистских частиц [1—3]. Для трёх и более частиц Л.—Ш. у. не обеспечивает однозначности решения. В этом случае пользуются ур-ниями Фаддеева (для трёх частиц) [4] и ур-ниями Якубовского (для четырёх и более частиц) [5]. Л.—Ш. у. введено впервые Б. Липманом (B. Lippmann) и Ю. Швингером (J. Schwinger) в 1950. Наиб. значение в приложениях имеет Л.—Ш. у. для амплитуды рассеяния $f(\boldsymbol{k}', \boldsymbol{k}, \mathcal{E})$ двух частиц:

$$f(\boldsymbol{k}', \boldsymbol{k}, \mathcal{E}) = -\frac{m}{2\pi} V(\boldsymbol{k}', \boldsymbol{k}) + \int \frac{V(\boldsymbol{k}', \boldsymbol{k}'') f(\boldsymbol{k}'', \boldsymbol{k}, \mathcal{E})}{\mathcal{E} - (k'')^2/2m + i0} \frac{d^3k''}{(2\pi)^3},$$

где $\boldsymbol{k}$, $\boldsymbol{k}'$ — относит. импульсы частиц до и после рассеяния, $\mathcal{E}$ — суммарная энергия частиц в системе центра инерции, m — приведённая масса, $V(\boldsymbol{k}', \boldsymbol{k})$ — фурье-образ потенциала, причём в случае локального потенциала $U(\boldsymbol{r})$

$$V(\boldsymbol{k}', \boldsymbol{k}) = V(\boldsymbol{k} - \boldsymbol{k}') = \int U(\boldsymbol{r}) \exp\{i(\boldsymbol{k} - \boldsymbol{k}')\boldsymbol{r}\} d^3r$$

(здесь и ниже положено $\hbar = 1$). Аргументы амплитуды рассеяния для реального процесса связаны соотношением $\boldsymbol{k}^2/2m = (\boldsymbol{k}')^2/2m = \mathcal{E}$. Если это соотношение не выполнено, Л.—Ш. у. определяет амплитуду вне энергетич. поверхности. Такая амплитуда входит в качестве ядра в ур-ния Фаддеева.

Л.—Ш. у. для парциальной амплитуды $f_l(k', k, \mathcal{E})$, т. е. для коэф. в разложении амплитуды рассеяния в ряд по полиномам Лежандра

$$f(\boldsymbol{k}', \boldsymbol{k}, \mathcal{E}) = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) f_l(k', k, \mathcal{E}) P_l(\cos\vartheta),$$

где ϑ — угол рассеяния, в случае сферически симметричного потенциала имеет вид

$$f_l(k', k, \mathcal{E}) = -\frac{m}{2\pi} V_l(k', k) + \int_0^{\infty} \frac{V_l(k', k'') f_l(k'', k, \mathcal{E})}{\mathcal{E} - (k'')^2/2m + i0} \frac{(k'')^2 dk''}{2\pi^2},$$

где

$$V_l(k', k) = 2\pi^2 (kk')^{-1/2} \int_0^{\infty} U(r) J_{l+1/2}(k'r) J_{l+1/2}(kr) r\, dr$$

($J_{l+1/2}$ — ф-ция Бесселя). Для сферически несимметричного потенциала амплитуды $f_l(k', k, \mathcal{E})$ удовлетворяют системе зацепляющихся по l ур-ний.

Решение Л.—Ш. у., если применима *возмущений теория*, может быть представлено в виде суммы членов ряда по степеням взаимодействия $V(\boldsymbol{k}', \boldsymbol{k})$. Первый член этого ряда $(-m/2\pi)V(\boldsymbol{k}', \boldsymbol{k})$ наз. *борновским приближением*. Другой распространённый приближённый метод решения состоит в аппроксимации $V_l(k', k)$ конечной суммой:

$$V_l(k', k) = \sum_{i=1}^{n} \lambda_i v_i(k') v_i(k),$$

где $v_i(k)$ и λ_i — подходящим образом подобранные ф-ции и параметры, а число слагаемых определяет точность приближения (т. н. сепарабельное приближение). Тогда подстановка в Л.—Ш. у. парциальной амплитуды, представленной в виде

$$f_l(k', k, \mathcal{E}) = \sum_{i=1}^{n} \lambda_i v_i(k') \tau_i(k, \mathcal{E}),$$

приводит к системе линейных алгебраич. ур-ний для неизвестных ф-ций $\tau_i(k, \mathcal{E})$ [6]. Для взаимодействия вида $V_l(k', k) = \lambda v(k') v(k)$ имеется точное решение:

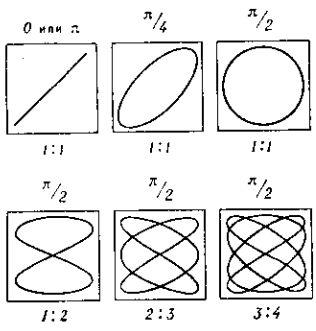
$$f_l(k', k, \mathcal{E}) = \frac{-(m/2\pi)\lambda v(k') v(k)}{1 - (\lambda/2\pi^2)\int_0^{\infty} [v^2(k)/(\mathcal{E} - \boldsymbol{k}^2/2m + i0)]\, k^2\, dk}.$$

Лит.: 1) Lippmann B. A., Schwinger J., Variational principles for scattering processes, «Phys. Rev.», 1950, v. 79, p. 469; 2) Ньютон Р., Теория рассеяния волн и частиц, пер. с англ., М., 1969; 3) Базь А. И., Зельдович Я. Б., Переломов А. М., Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике, 2 изд., М., 1971; 4) Фаддеев Л. Д., Теория рассеяния для системы из трёх частиц, «ЖЭТФ», 1960, т. 39, с. 1459; 5) Якубовский О. А., Об интегральных уравнениях теории рассеяния для N-частиц, «Ядер. физика», 1967, т. 5, с. 1312; 6) Браун Дж. Е., Джексон А. Д., Нуклон-нуклонные взаимодействия, пер. с англ., М., 1979.

В. А. Карманов.

ЛИССАЖУ ФИГУ́РЫ — замкнутые траектории, прочерчиваемые точкой (след электронного луча), совершающей одновременно два гармонич. колебания в двух взаимно перпендикулярных направлениях. Впервые

изучены Ж. Лиссажу (J. A. Lissajous). Вид Л. ф. зависит от соотношения между периодами (частотами), фазами и амплитудами обоих колебаний. В простейшем случае равенства обоих периодов Л. ф. представляют собой эллипсы, к-рые при разности фаз $\varphi=0$ или $\varphi=\pi$ вырождаются в отрезки прямых, а при $\varphi=\pi/2$ и равенстве амплитуд превращаются в окружность (рис.). Если периоды обоих колебаний не совпадают точно, то φ всё время меняется, вследствие чего эллипс непрерывно деформируется. При существенно различных периодах эллипс деформируется быстро, картина размывается и Л. ф. не наблюдают-ся. Однако если периоды относятся как целые числа, то через промежуток времени, равный наименьшему кратному обоих периодов, движущаяся точка снова возвращается в то же положение — получаются Л. ф. более сложной формы. При этом число касаний Л. ф. сторон прямоугольника, в к-рый она вписывается, даёт отношение периодов обоих колебаний.



Вид фигур Лиссажу при различных соотношениях периодов (1 : 1, 1 : 2 и т. д.) и разностях фаз.

Л. ф. можно наблюдать, напр., на экране электронно-лучевого осциллографа, если к двум парам отклоняющих пластин подведены перем. напряжения с равными или кратными периодами. Вид Л. ф. позволяет определить соотношения между периодами и фазами обоих колебаний. Если колебания, к-рые совершает точка, происходят не по гармоническому, а по более сложному закону, но с одинаковым периодом, то получаются замкнутые траектории, аналогичные Л. ф., но искажённой формы. По виду этих фигур можно судить о форме колебаний. Т. о., наблюдение Л. ф.— удобный метод исследования соотношений между периодами и фазами колебаний, а также и формы колебаний.

ЛИТИЙ (Lithium), Li,— хим. элемент I группы периодич. системы элементов, ат. номер 3, ат. масса 6,941, относится к *щелочным металлам*. Природный Л. состоит из смеси стабильных ^{6}Li (7,5%) и ^{7}Li (92,5%) с сильно различающимися сечениями σ захвата тепловых нейтронов (для ^{6}Li $\sigma=9{,}12\cdot10^{-26}$ м^2, а для ^{7}Li $\sigma=3{,}3\times\times10^{-30}$ м^2). Электронная конфигурация $1s^22s^1$. Энергии последоват. ионизации равны 5,39, 75,64 и 122,42 эВ. Энергия сродства к электрону 0,59 эВ. Кристаллохим. радиус атома 0,155 нм, иона Li^+ 0,068 нм. Значение электроотрицательности 0,97.

В свободном виде — пластичный, очень мягкий серебристо-белый металл, быстро тускнеет на воздухе вследствие образования плёнки оксида и нитрида. При нормальной темп-ре устойчива модификация Л. с объёмноцентрированной кубич. решёткой с параметром $a=$ =0,35023 нм, при темп-ре —195 °С она переходит в модификацию, обладающую гексагональной решёткой. Плотность 0,539 кг/дм^3 (наименьшая среди всех металлов). $t_{пл}=180{,}5$ °С, $t_{кип}=1336{,}6$ °С; теплоёмкость $c_p=$ =24,85 Дж/(моль·К), теплота плавления 3,0 кДж/моль, теплота испарения 133,7 кДж/моль. Характеристич. темп-ра 370 К. Вязкость жидкого Л. 0,5915 (при темп-ре 183,4 °С) и 0,4548 мПа·с (при 285,5 °С). Газообразный Л. состоит из двухатомных молекул Li_2, межъядерное расстояние в к-рых 0,2672 нм, энергия диссоциации 99,0 кДж/моль (0 К). Коэф. теплопроводности 71 Вт/(м×К)(0—100 °С). Уд. сопротивление 0,0855 мкОм·м (при 0 °С); ср. температурный коэф. сопротивления $4{,}5\cdot10^{-3}$. Л. парамагнитен, магн. восприимчивость $+2{,}04\cdot10^{-9}$ (при 20 °С). Тв. по Моосу 0,6, по Бринеллю 5 МПа. Модуль упругости 5 ГПа, предел прочности при растяжении 115 МПа.

В соединениях проявляет степень окисления +1. Расплав ^{7}Li используют как теплоноситель в ядерных реакторах; ^{6}Li применяют для получения трития по ядерной реакции ^{6}Li(n, α)T. Дейтерид лития ^{6}LiD используют в ядерном оружии. Металлич. Л. (природная смесь изотопов) используется как легирующая добавка к разл. сплавам. Гидроксид Л. LiOH применяют в щелочных аккумуляторах. Метаниобат Л. $LiNbO_3$ и метатанталат Л. $LiTaO_3$ являются сегнето- и пьезоэлектриками, они используются для модуляции лазерного излучения.

С. С. Бердоносов.

ЛИУВИ́ЛЛЯ ТЕОРЕ́МА — теорема механики, согласно к-рой фазовый объём системы, подчиняющейся ур-ниям механики в форме Гамильтона, остаётся постоянным при движении системы. Теорема установлена Ж. Лиувиллем (J. Liouville) в 1838.

Состояние механич. системы, определяемое обобщёнными координатами $q=(q_1, q_2, \ldots, q_N)$ и канонически сопряжёнными обобщёнными импульсами $p=(p_1, p_2, \ldots, p_N)$ (N — число степеней свободы системы), можно изобразить точкой в пространстве $2N$ измерений (*фазовом пространстве*). Изменение состояния системы во времени представляется как движение такой фазовой точки в $2N$-мерном фазовом пространстве. Если в нач. момент времени фазовые точки p^0, q^0 непрерывно заполняли нек-рую область G_0 в фазовом пространстве, а с течением времени перешли в др. область G_t этого пространства, то, согласно Л. т., соответствующие фазовые объёмы ($2N$-мерные интегралы) равны между собой: $\int_{G_0} dp^0dq^0=\int_{G_t} dpdq$. Т. о., движение точек, изображающих состояния системы в фазовом пространстве, подобно движению несжимаемой жидкости.

Л. т. является следствием того, что якобиан преобразования от переменных p^0, q^0 к переменным p, q (т. е. якобиан канонич. преобразования) в силу *Гамильтона уравнений* равен 1:

$$D(p, q)/D(p^0, q^0)=1,$$

поэтому $dp^0dq^0=dpdq$.

Л. т. позволяет ввести ф-цию распределения для плотности вероятности нахождения фазовых точек p, q в элементе фазового объёма $dpdq$ и вывести для неё *Лиувилля уравнение*, являющееся основой статистич. физики.

Лит.: Голдстейн Г., Классическая механика, пер. с англ., 2 изд., М., 1975, гл. 8; Синг Дж. Л., Классическая динамика, пер. с англ., М., 1963, § 98; Леонтович М. А., Введение в термодинамику. Статистическая физика, М., 1983, с. 172.

Д. Н. Зубарев.

ЛИУВИ́ЛЛЯ УРАВНЕ́НИЕ — ур-ние для ф-ции распределения плотности вероятности частиц в *фазовом пространстве* — основное ур-ние статистич. физики. Ур-ние для статистич. оператора (*матрицы плотности*) в квантовой статистич. механике также наз. Л. у., но иногда уравнением фон Неймана.

Инвариантность фазового объёма при движении фазовых точек, изображающих системы в фазовом пространстве (*Лиувилля теорема*), позволяет ввести ф-цию их распределения $f(p, q)$, так что $dw=f(p, q)dpdq$ — вероятность найти фазовые точки p, $q=(p_1, \ldots, p_N, q_1, \ldots, q_N)$ в элементе фазового объёма $dpdq$. При движении системы фазовых точек их число сохраняется, поэтому при переходе из элемента фазового объёма $dpdq$ в $dp'dq'$ выполняется равенство $f(p, q)dpdq=$ $=f(p', q')dp'dq'$, откуда следует, что $f(p, q)=f(p', q')$, т. е. ф-ция распределения постоянна вдоль фазовых траекторий системы. В результате полная производная ф-ции распределения по времени равна нулю:

$$\frac{df}{dt}=\frac{\partial f}{\partial t}+\sum_i\left(\frac{\partial f}{\partial p_i}\frac{dp_i}{dt}+\frac{\partial f}{\partial q_i}\frac{dq_i}{dt}\right)=0,$$

откуда с учётом ур-ний Гамильтона

$$\frac{dq_i}{dt}=\frac{\partial H}{\partial p_i},\quad \frac{dp_i}{dt}=-\frac{\partial H}{\partial q_i}$$

следует Л. у.:

$$\frac{\partial f}{\partial t}=\sum_i\left(\frac{\partial H}{\partial q_i}\frac{\partial f}{\partial p_i}-\frac{\partial H}{\partial p_i}\frac{\partial f}{\partial q_i}\right)=\{H,\ f\},\qquad(1)$$

где (H, f) — *Пуассона скобка*, H — ф-ция Гамильтона.

Из постоянства ф-ции распределения f вдоль фазовых траекторий можно сделать важный для статистич. физики вывод, что f в случае статистич. равновесия зависит лишь от интегралов движения системы.

В квантовой статистич. механике система описывается статистич. оператором (матрицей плотности) ρ, к-рый удовлетворяет квантовому Л. у.:

$$i\hbar\frac{\partial\rho}{\partial t}=[H,\ \rho],\qquad(2)$$

где квадратная скобка обозначает коммутатор операторов H и ρ, т. е. $[H, \rho]=H\rho-\rho H$, H — оператор Гамильтона, $[H, \rho]/i\hbar$ — квантовая скобка Пуассона, $\hbar$ — постоянная Планка. Ур-ние (2) является квантовым аналогом классич. Л. у. (1). Стационарным равновесным решением Л. у. является произвольная ф-ция от H, вид к-рой определяется типом *статистического ансамбля* Гиббса. Неравновесные ф-ции распределения статистич. систем находятся как решения Л. у., зависящие от параметров, к-рые описывают неравновесное состояние.

Лит. см. при ст. *Статистическая физика*. *Д. Н. Зубарев.*

ЛИФШИЦА — ОНСАГЕРА КВАНТОВА́НИЕ — обобщение правила орбитального квантования электронов в магн. поле (см. *Ландау уровни*) для случая произвольного закона дисперсии носителей заряда в металлах. В металле для электронов, находящихся вблизи *ферми-поверхности*, значения энергии уровней Ландау $\mathcal{E}_n\sim\mathcal{E}_F$ ($\mathcal{E}_F$ — энергия Ферми) намного превосходят характерное расстояние между ними $\hbar\omega_c$ ($\omega_c=eH/m^*c$ — *циклотронная частота*, e и m^* — заряд и эфф. масса носителей). Обычно в металлах в поле $H\sim10^4$ Э отношение $\mathcal{E}_F/\hbar\omega_c\sim10^4$. Поэтому в металлах орбитальное квантование описывается квазиклассически, а уровни Ландау характеризуются высокими квантовыми числами ($n\sim10^4$). При этом разность соседних разрешённых уровней Ландау $\Delta\mathcal{E}_n=\mathcal{E}_n-\mathcal{E}_{n-1}$ для носителей с фиксированной проекцией k_H волнового вектора $\boldsymbol{k}$ на направление $\boldsymbol{H}$ определяется периодом T_n движения по соответствующей (замкнутой) орбите (в импульсном пространстве) на поверхности Ферми: $\Delta\mathcal{E}_n(k_H)=2\pi\hbar/T(\mathcal{E})$. Очевидно, что период движения по орбите с фиксированной энергией $T(\mathcal{E})$ на поверхности Ферми определяется площадью сечения $S(\mathcal{E})$ поверхности Ферми данной орбитой $T(\mathcal{E})=(c/eH)(\partial S/\partial\mathcal{E})$. Т. к. движение частицы квазиклассично $\Delta\mathcal{E}\ll\mathcal{E}_n$, то $\partial S_n/\partial\mathcal{E}_n=(S_{n+1}-S_n)/(\mathcal{E}_{n+1}-\mathcal{E}_n)$ и условие орбитального квантования для электронов в металле фактически задаёт изменение площади, охватываемой орбитой в импульсном пространстве, при переходе с одной орбиты на другую: $\Delta S=S_{n+1}-S_n=2\pi e\hbar H/c$. Это условие означает, что Л.—О. к. является фактически квантованием площадей $S_n=(2\pi e\hbar H/c)(n+\gamma)$, где безразмерная величина $\gamma(k_H)$ в простейших случаях близка к $^1/_2$.

Л.—О. к. лежит в основе нек-рых эксперим. методик определения формы и структуры *ферми-поверхностей*. С помощью Л.—О. к. объясняются разл. осцилляционные эффекты в металлах в магнитном поле, напр. *де Хааза—ван Альфена эффект* (см. *Квантовые осцилляции* в магнитном поле). Теория Л.—О. к. построена независимо И. М. Лифшицем и Л. Онсагером (L. Onsager) в 1952.

Лит.: Киттель Ч., Квантовая теория твердых тел, пер. с англ., М., 1967; Лифшиц И. М., Азбель М. Я., Каганов М. И., Электронная теория металлов, М., 1971; Ашкрофт Н., Мермин Н., Физика твердого тела, пер. с англ., т. 1, М., 1979; Абрикосов А. А., Основы теории металлов, М., 1987. *А. Э. Мейерович.*

ЛИХТЕНБЕ́РГА ФИГУ́РЫ — картины распределения искровых каналов, стелющихся по поверхности твёрдого диэлектрика при т. н. *скользящем разряде*. Впервые наблюдались Г. К. Лихтенбергом (G. Ch. Lichtenberg) в 1777.

ЛИ — ЯНГА ТЕОРЕ́МА — теорема о распределении нулей большой статистич. суммы для ферромагн. *Изинга модели* $Z(w)=\sum_{n=0}^{N}w^nZ_n$, где $w=\exp(-2\mu H/kT)$, H — напряжённость магн. поля, μ — магн. момент, Z_n — статистич. сумма с заданным полным магн. моментом $M=\mu n$. Согласно Л.—Я. т., все нули полинома $Z(w)$ расположены на единичной окружности $|w|=1$ в комплексной плоскости w. Доказана Ли (Lee Tsung Dao) и Янгом (Yang Chen Ning) в 1952 для модели Изинга произвольной размерности, а также для эквивалентной ей модели решёточного газа. В термодинамич. пределе ($N\to\infty$) нули $Z(w)$ непрерывно заполняют окружность $|w|=1$, за исключением (при темп-ре T выше темп-ры T_c фазового перехода) нек-рой окрестности (лакуны) вокруг точки $w=1$. При $T\to T_c$ лакуна сужается, и при $T\leqslant T_c$ нули заполняют всю единичную окружность, что означает появление сингулярности свободной энергии $F=-kT\ln Z$ как ф-ции H при $H=0$. Вблизи края лакуны плотность распределения нулей $\rho(w)$ имеет степенну́ю сингулярность. Соответствующие показатели при $T\to T_c$ связаны с *критическими показателями* (индексами) для фазового перехода в модели Изинга. Для точно решаемой двумерной модели Изинга плотность нулей $\rho(w)$ удаётся вычислить.

Впоследствии Л.—Я. т. была доказана также для др. статистич. моделей, в частности для сферич. ферромагнетика.

Лит.: Lee T. D., Yang C. N., Statistical theory of equations of state and phase transitions I—II, «Phys. Rev.», 1952, v. 87, p. 404, 410; Хуанг К., Статистическая механика, пер. с англ., М., 1966. *М. В. Фейгельман.*

ЛОБОВО́Е СОПРОТИВЛЕ́НИЕ — то же, что *аэродинамическое сопротивление*.

ЛОГИ́ЧЕСКИЕ СХЕ́МЫ — физ. устройства, реализующие функции матем. логики. Л. с. подразделяют на 2 класса: комбинационные схемы (Л. с. без памяти) и последовательностные схемы (Л. с. с памятью). Л. с. являются основой любых систем (различных назначений и физ. природы) обработки дискретной информации. Л. с. может быть представлена в виде многополюсника (рис. 1), на к-рый поступает n входных сигналов и с к-рого снимается m выходных сигналов. При этом как независимые (логические) переменные $X_1, \ldots, X_n$, так и ф-ции $Y_1, \ldots, Y_n$, также наз. логическими, могут принимать к.-л. значения только из одного и того же конечного множества значений.

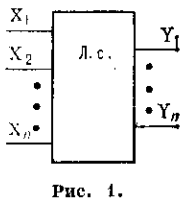


Рис. 1.

Наиб. распространены т. н. двоичные Л. с., для к-рых всё множество сигналов ограничено двумя значениями, отмечаемыми символами 1 и 0 и подчиняющимися условию: $a=1$, если $a\neq0$, и $a=0$, если $a\neq1$. Для представления чисел с помощью двоичных переменных 0 и 1 чаще всего применяют т. н. позиционный двоичный код, в к-ром разряды двоичного числа расставлены по степеням числа 2:

$$X_n\cdot2^n+\ldots+X_2\cdot2^2+X_1\cdot2^1+X_0\cdot2^0.$$

Напр., двоичное число $1101_2=1\cdot8+1\cdot4+0\cdot2+1\cdot1=13$. Поэтому при описании работы Л. с. необходимо различать, выступает данный сигнал в качестве числа или в качестве логич. переменной.

Для описания работы Л. с. используют табличный или аналитич. способы. В первом случае строят т. н. таблицу истинности, в к-рой приводятся все возможные сочетания входных сигналов (аргументов) и соответствующие им значения выходных сигналов (логич. ф-ций). В двоичной логике число разл. сочетаний из n аргументов равно 2^n, а число логиче-

ских ф-ций 2^{2^n}. Логич. ф-ции одного и двух независимых аргументов, т. н. элементарные логич. ф-ции, приведены в табл. 1.

Табл. 1

Функции (операции)	Аргументы: X_1 X_2	Выражение через 3 осн. операции	Название логич. ф-ций
$Y_0=0$	0 0 0 0	0	константа нуль
$Y_1=X_1\cdot X_2$	0 0 0 1	$X_1\cdot X_2$	конъюнкция (операция И)
$Y_2=X_1 \not\to X_2$	0 0 1 0	$X_1\cdot\overline{X}_2$	запрет по X_2
$Y_3=X_1$	0 0 1 1	X_1	тождественность X_1
$Y_4=X_2 \not\to X_1$	0 1 0 0	$\overline{X}_1\cdot X_2$	запрет по X_1
$Y_5=X_2$	0 1 0 1	X_2	тождественность X_2
$Y_6=X_1\oplus X_2$	0 1 1 0	$X_1\cdot\overline{X}_2\vee X_1\cdot\overline{X}_2$	сумма по модулю два
$Y_7=X_1\vee X_2$	0 1 1 1	$X_1\vee X_2$	дизъюнкция (операция ИЛИ)
$Y_8=X_1\downarrow X_2$	1 0 0 0	$\overline{X_1\vee X_2}$	стрелка Пирса (операция ИЛИ — НЕ)
$Y_9=X_1\sim X_2$	1 0 0 1	$X_1\cdot X_2\vee\overline{X}_1\cdot\overline{X}_2$	равнозначность
$Y_{10}=\overline{X}_2$	1 0 1 0	$\overline{X}_2$	отрицание X_2 (операция НЕ)
$Y_{11}=X_2\to X_1$	1 0 1 1	$X_1\vee\overline{X}_2$	импликация от X_2 к X_1
$Y_{12}=\overline{X}_1$	1 1 0 0	$\overline{X}_1$	отрицание X_1 (операция НЕ)
$Y_{13}=X_1\to X_2$	1 1 0 1	$\overline{X}_1\vee X_2$	импликация от X_1 к X_2
$Y_{14}=X_1/X_2$	1 1 1 0	$\overline{X_1\cdot X_2}$	штрих Шеффера (операция И — НЕ)
$Y_{15}=1$	1 1 1 1	1	константа единица

Для всех ф-ций приведены таблицы истинности (столбец 2). При аналитич. описании работы Л. с. используют спец. символы, обозначающие нек-рые логич. операции (столбец 1). Так, черта над переменной обозначает логич. операцию НЕ (логич. отрицание или инверсия), символ «$\vee$» — логич. операцию ИЛИ (логич. сложение или дизъюнкция), символ умножения (точка) — логич. операцию И (логич. умножение или конъюнкция). Три перечисленные ф-ции часто наз. основными, т. к. они в совокупности составляют функционально полную систему, с помощью к-рой можно выразить любую другую логич. ф-цию, как это показано в столбце 3 таблицы. Вообще же функциональной полнотой обладают мн. системы ф-ций, в частности каждая из ф-ций И—НЕ или ИЛИ—НЕ [1].

В табл. 1 приведены все ф-ции одного и двух аргументов; нек-рые из этих ф-ций могут быть распространены и на те случаи, когда число переменных больше двух. Напр., справедливы равенства

$$Y=X_1\cdot X_2\cdot\ldots\cdot X_n,\quad Y=\overline{X_1\cdot X_2\cdot\ldots\cdot X_n},$$

$$Y=X_1\vee X_2\vee\ldots\vee X_n,\quad Y=\overline{X_1\vee Y_2\vee\ldots\vee X_n}.$$

Логические элементы. Л. с., выполняющая одну из элементарных логич. операций, наз. логич. элементом (ЛЭ). ЛЭ имеет один или неск. входов, на к-рые поступают сигналы X_i, и один выход. При этом выходной сигнал Y элемента не должен оказывать обратного воздействия на входной сигнал (однонаправленность ЛЭ). ЛЭ изображают прямоугольником, в верхней части к-рого обозначают символ операции. Входы показывают с левой стороны прямоугольника, выходы с правой. Операцию инверсии отмечают кружком у соответствующего выхода (рис. 2). Л. с. любой сложности можно построить из любого функционально полного набора ЛЭ путём соединения выходов одних элементов со входами других. Напр., для осуществления логич. операции СУММИРОВАНИЕ ПО МОДУЛЮ ДВА (строка Y_6 в табл. 1) можно собрать схему, состоящую из 5 элементов, выполняющих операции НЕ, ИЛИ и И (рис. 3). К ЛЭ предъявляется комплекс требований, нередко имеющих взаимоисключающий характер, напр. большое быстродействие и малое энергопотребление, высокая надёжность и низкая себестоимость, небольшие габариты и масса и высокая технологичность произ-ва. Из всех возможных разновидностей ЛЭ (электромеханич., пневматич., электронных, оптич. и т. п.) совокупности всех требований наилучшим образом удовлетворяют полупроводниковые элементы, т. н. логич. (цифровые) полупроводниковые интегр. микросхемы, ИМС (см. *Цифровые устройства*, [2]). Простейшим ЛЭ является инвертор, к-рый может быть реализован на одно-транзисторном усилит. каскаде, работающем в режиме электронного ключа (рис. 4, *а*). Если на вход этого усилителя подать достаточно высокое положит. напряжение (логич. сигнал 1), то транзистор откроется и напряжение на его выходе упадёт (логич. сигнал 0). И наоборот, при низком уровне входного сигнала транзистор будет заперт и напряжение на его выходе будет максимальным (логич. сигнал 1). Простейший элемент типа И—НЕ (рис. 4, *б*) получится при добавлении к инвертору на транзисторе входной логич. схемы И на многоэмиттерном транзисторе T_1 (см. *Транзистор биполярный*). Если на все входы транзистора T_1 поданы сигналы высокого уровня, то соответствующие базовые переходы T_1 будут закрыты. Тогда ток, протекающий через резистор R_1 и два последовательно включённых перехода транзисторов T_1 (база — коллектор) и T_2 (база—эмиттер), открывает выходный транзистор T_2. Если же на один или несколько входов X_i подано низкое напряжение (логич. 0), то открываются соответствующие переходы эмиттер—база транзистора T_1. При

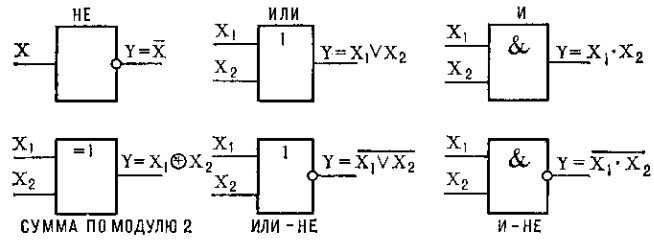


Рис. 2.

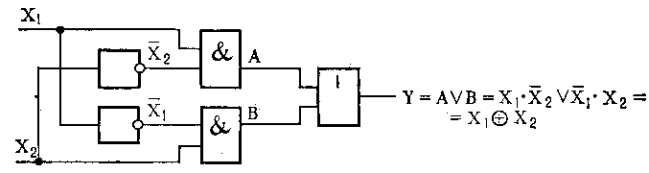


Рис. 3.

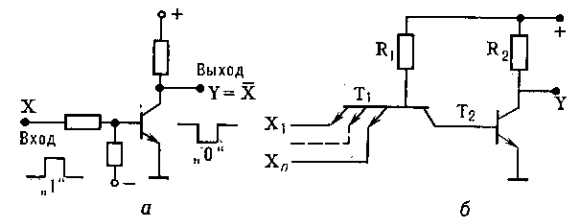


Рис. 4.

этом практически весь ток, текущий через R_1, пойдёт через открытый эмиттерный переход, т. к. его сопротивление значительно меньше сопротивления двух последовательно включённых переходов, и транзистор T_2 окажется запертым. Широкое применение находят и др. типы ИМС. Это вызвано тем, что схемные и технологич. особенности определяют, как минимум, 2 самых важных параметра логич. микросхем: быстродействие и потребляемую мощность (для совр. ЛЭ в интегр. исполнении время переключения из одного состояния в др., т. е. быстродействие ЛЭ, составляет от 50 до 0,2 нс при потребляемой мощности от 0,001 до 40 мВт). Эти параметры противоречивы, и в рамках одной технологии при улучшении одного неизбежно ухудшается другой, в связи с чем общее число типов ИМС, имеющих разл. сочетание осн. параметров и выполненных по разным технологиям, непрерывно расширяется.

Из ЛЭ разл. типа собирают более сложные функционально законченные устройства (операц. элементы, ОЭ), выполняющие определённые (не элементарные) логич. операции над входными сигналами и строящиеся по комбинационной и последовательностной схемам.

Комбинационные схемы — Л. с. без запоминания переменных — схемы, в к-рых в любой момент времени значения выходных сигналов Y_j однозначно определяются значениями входных сигналов X_i. Наиб. распространёнными типами комбинац. схем являются ЛЭ (простейшие комбинац. схемы) и ОЭ след. типов: преобразователи кодов (шифраторы и дешифраторы), коммутаторы (мультиплексоры и демультиплексоры), арифметич. устройства (компараторы, сумматоры и пр.).

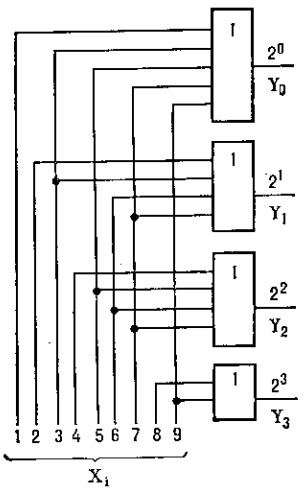


Рис. 5.

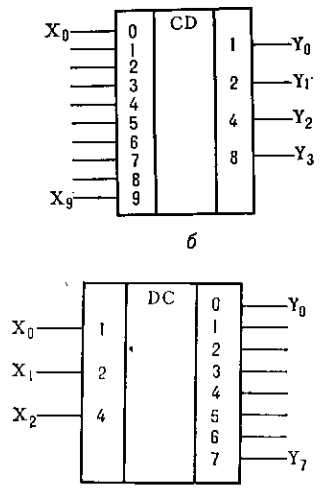


Рис. 6.

Ш и ф р а т о р (кодировщик) — ОЭ, преобразующий единичный сигнал на одном из n входов в m-разрядный выходной код. Напр., на пульте ввода информации имеется 10 клавиш с номерами $i=0, 1, \ldots, 9$. При нажатии i-й клавиши на вход шифратора подаётся единичный сигнал X_i. На выходе шифратора должны появиться сигналы, отображающие двоичный код ($Y_3, \ldots, Y_0$) входного сигнала X_i. Как видно из таблицы истинности шифратора (табл. 2), в этом случае нужна комбинац. схема с десятью входами и четырьмя выходами. На выходе Y_0 единица появляется при нажатии любой нечётной клавиши, т. е. $Y_0 = X_1 \vee X_3 \vee X_5 \vee X_7 \vee X_9$. Для остальных выходов логич. ф-ции имеют вид

$$Y_1 = X_2 \vee X_3 \vee X_6 \vee X_7, \quad Y_2 = X_4 \vee X_5 \vee X_6 \vee X_7,$$
$$Y_3 = X_8 \vee X_9.$$

Следовательно, для реализации шифратора необходимы четыре элемента ИЛИ: пятивходовый, два четырёхвходовых и двухвходовый. Схема шифратора и его условно-графич. обозначение показаны на рис. 5, *а*, *б*.

Д е ш и ф р а т о р (декодировщик) — ОЭ, преобразующий n-разрядный входной код в сигнал только на одном из своих m выходов. Дешифратор двоичного n-разрядного кода имеет 2^n выходов. Таблицу истинности дешифратора, переводящего двоичный код в десятичное число (код «1 из 10»), можно получить из табл. 2, взаимно поменяв в ней местами входные и выходные переменные. По таблице истинности составляются логич. ф-ции и схема дешифратора. Условно-графич. обозначения дешифратора трёхразрядного двоичного кода в код «1 из 8» см. на рис. 6.

М у л ь т и п л е к с о р — ОЭ, осуществляющий адресное переключение заданного числа входных сигналов на один выход. Мультиплексор имеет два вида входов: информационные ($X_0, \ldots, X_n$) и адресные ($A_0, \ldots, A_m$). Выбор информац. линии производится кодом, поступающим на адресные входы. Поэтому на выход устройства передаются сигналы с того информац. входа X_i, номер к-рого соответствует двоичному коду на адресных входах $A_m, \ldots, A_0$. Схему и условно-графич. обозначение мультиплексора на четыре входа см. на рис. 7. Из схемы следует, что

$$Y = X_0 \cdot \bar{A}_1 \cdot \bar{A}_0 \vee X_1 \cdot \bar{A}_1 \cdot A_0 \vee X_2 \cdot A_1 \cdot \bar{A}_0 \vee X_3 \cdot A_1 \cdot A_0.$$

Для увеличения числа информац. входов необходимо увеличивать число адресных входов, т. к. $n=2^m$.

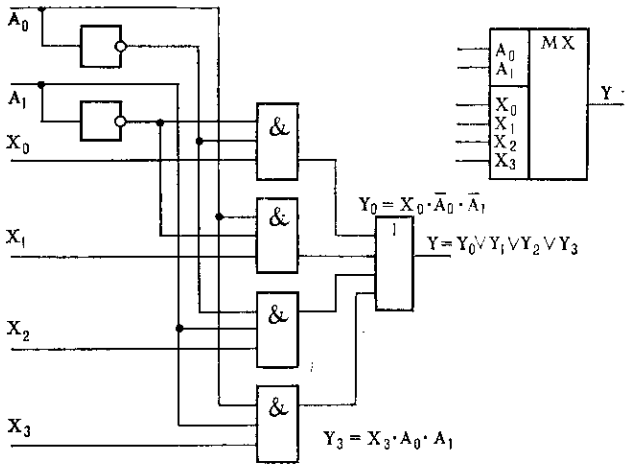


Рис. 7.

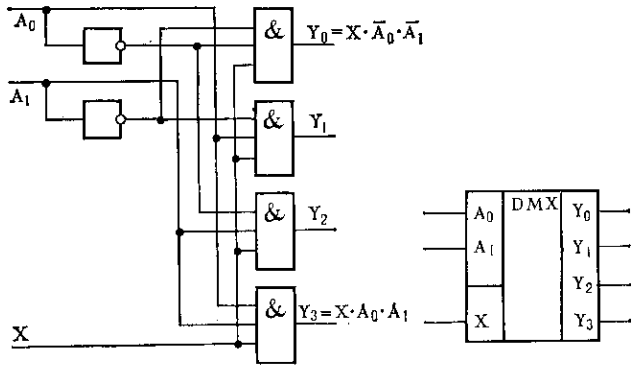


Рис. 8.

Д е м у л ь т и п л е к с о р — ОЭ, осуществляющий адресное подключение одного входного сигнала X к одному из множества выходов $Y_0, \ldots, Y_n$. Сигнал X, поступающий на информац. вход, передаётся на тот

выход Y_i, номер к-рого задан адресными сигналами $A_m, \ldots, A_0$. Логика выбора адреса в демультиплексоре такая же, как и в мультиплексоре. Схему и условно-графич. обозначение демультиплексора на 4 выхода см. на рис. 8.

К о м п а р а т о р — ОЭ, производящий сравнение двух чисел A и B. Результат сравнения отображается

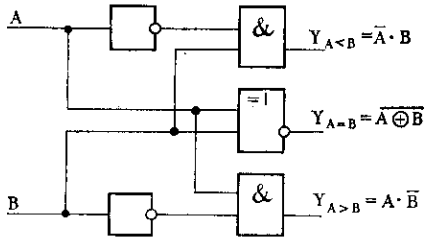


Рис. 9.

единичным логич. уровнем на одном из трёх выходов компаратора $Y_{A=B}$, $Y_{A<B}$, $Y_{A>B}$. Таблица истинности одноразрядного компаратора весьма проста (табл. 3). По ней легко составить логич. ф-ции

$$\left(Y_{A=B}=\overline{A\oplus B},\ Y_{A<B}=\overline{A}\cdot B,\ \ Y_{A>B}=A\cdot\overline{B}\right)$$

и схему данного устройства (рис. 9).

С у м м а т о р — ОЭ, выполняющий операцию сложения неск. чисел. Двоичный сумматор является достаточно универсальным элементом и используется также при выполнении операций вычитания, умножения и деления. При сложении двух многоразрядных двоичных чисел в каждом i-м разряде находится сумма трёх чисел по модулю два (A_i, B_i) и переноса, поступившего из младшего разряда — P_{i-1}), и формируется сигнал переноса в старший разряд — P_i. По таблице истинности одноразрядного сумматора (табл. 4) составляют логич. ф-ции для выходных величин:

$$S=(A_i\oplus B_i)\oplus P_{i-1}\quad\text{и}\quad P_i=A_i\cdot B_i\vee A_i\cdot P_{i-1}\vee B_i\cdot P_{i-1}.$$

По этим ф-циям строят схему сумматора (рис. 10) на двух элементах СУММА ПО МОДУЛЮ 2, трёх элементах И и одном элементе ИЛИ. Для сложения многоразрядных чисел используют многоразрядные сумматоры, к-рые в простейшем случае получают последоват. соединением одноразрядных сумматоров (рис. 11).

Рассмотренный способ реализации разл. комбинац. схем на основе ЛЭ не является единственно возможным. Для этих же целей можно использовать и постоянные запоминающие устройства (ПЗУ), в к-рых записаны необходимые таблицы истинности. При этом роль адреса, выбираемого из ПЗУ слова, будут играть входные сигналы (аргументы), а роль реализуемой логич. ф-ции — слово, записанное в ПЗУ по этому адресу.

Т а б л. 2

Входы (десятичное число X_i)	Выходы (двоичный код)			
	Y_3	Y_2	Y_1	Y_0
0	0	0	0	0
1	0	0	0	1
2	0	0	1	0
3	0	0	1	1
4	0	1	0	0
5	0	1	0	1
6	0	1	1	0
7	0	1	1	1
8	1	0	0	0
9	1	0	0	1

Т а б л. 3

Входы		Выходы		
A	B	$Y_{A=B}$	$Y_{A<B}$	$Y_{A>B}$
0	0	1	0	0
0	1	0	1	0
1	0	0	0	1
1	1	1	0	0

Т а б л. 4

Входы			Выходы	
слагаемые		перенос	сумма	перенос
A_i	B_i	P_{i-1}	S_i	P_i
0	0	0	0	0
0	1	0	1	0
1	0	0	1	0
1	1	0	0	1
0	0	1	1	0
0	1	1	0	1
1	0	1	0	1
1	1	1	1	1

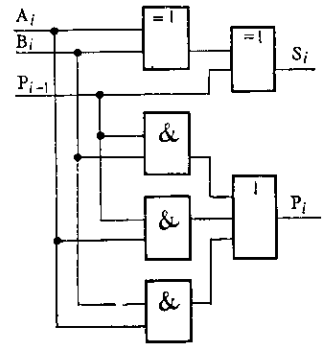


Рис. 10.

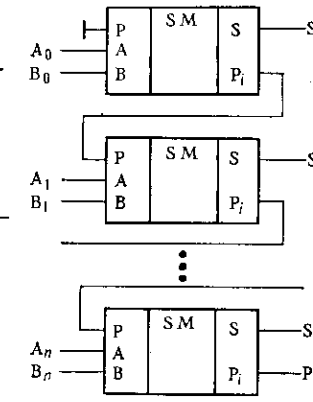


Рис. 11.

Последовательностные схемы — Л. с. с запоминанием переменных — схемы, выходные сигналы к-рых зависят не только от значения входных сигналов в данный момент времени, но и от последовательности значений входных сигналов в предшествующие моменты времени. Последовательностные схемы собираются из комбинационных путём введения в них обратных связей. Простейшим последовательностным устройством является RS-триггер, наз. также базовым элементом последовательностной логики. Базовые элементы лежат в основе всех остальных устройств последовательностной логики: многофункциональных триггеров разл. типа, регистров, счётчиков, многих видов запоминающих устройств.

Работу последовательностных схем обычно рассматривают в дискретном времени, состоящем из отд. интервалов — тактов. Длительность отд. тактов несущественна, при этом они могут быть как равными, так и различными. Изменение выходных сигналов последовательностного устройства может происходить только в начале (или конце) нового такта. В обозначения входных и выходных сигналов помимо их номера может включаться и обозначение номера такта; так Y_i^n и Y_i^{n+1} означают выходной сигнал Y_i в n-м такте и в следующем, $(n+1)$-м, такте. Последовательностные схемы обычно описывают при помощи таблиц переключений или переключат. ф-ций, представляющих собой таблицы истинности и логич. ф-ции, составленные с учётом номера такта. При описании таких схем используют также и временны́е диаграммы.

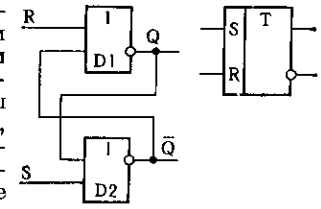


Рис. 12.

Т р и г г е р ы — последовательностные элементы с двумя устойчивыми выходными состояниями (0 или 1). Под действием входных сигналов триггер способен переключаться в др. состояние с противоположным выходным сигналом. Осн. назначение — запоминание двоичной информации, заключающееся в сохранении триггером заданного состояния после прекращения действия переключающего сигнала. Простейший RS-триггер представляет собой устройство из двух ЛЭ D1 и D2 типа ИЛИ—НЕ (или И—НЕ), охваченных перекрёстной положительной *обратной связью* (рис. 12). Он имеет два свободных (управляющих) входа, обычно обозначаемых буквами R (от англ. reset — возврат) и S

(англ. set — установка), и два выхода: прямой (Q) и инверсный ($\overline{Q}$). Состояние триггера определяется по сигналам на его прямом выходе, т. е. считают, что триггер находится в единичном состоянии, если $Q=1$ и $\overline{Q}=0$, и в нулевом состоянии, если $Q=0$ и $\overline{Q}=1$. Как видно из схемы рис. 12, состояние триггера может быть определено из логич. ф-ций элементов ИЛИ—НЕ: $Q=\overline{R\vee\overline{Q}}$ (для $D1$) и $\overline{Q}=\overline{S\vee Q}$ (для $D2$). Анализ состояния триггера в каждом из n тактов необходимо начинать с того элемента ($D1$ или $D2$), на управляющем входе к-рого появилась 1. В этом случае, независимо от сигнала на 2-м входе этого элемента — выходного сигнала др. элемента в конце предыдущего, $(n-1)$-го такта,— на его выходе возникнет 0. Сигнал логич. 0 по цепи обратной связи поступает на др. элемент и совместно со вторым управляющим сигналом определяет его выходное состояние. Всего возможны четыре комбинации управляющих сигналов:

$R=1$ и $S=0$, тогда $Q^n=1\vee\overline{Q^{n-1}}=0$ и $\overline{Q^n}=\overline{0\vee 0}=1$, т. е. происходит установка триггера в нулевое устойчивое состояние ($Q^n=0$ и $\overline{Q^n}=1$) независимо от состояния триггера в предыдущем, $(n-1)$-м такте;

$R=0$ и $S=1$, тогда $\overline{Q^n}=1\vee\overline{Q^{n-1}}=0$ и $Q^n=0\vee 0=1$, т. е. триггер устанавливается в единичное устойчивое состояние независимо от предыдущего состояния;

$R=S=0$, тогда $Q^n=\overline{0\vee\overline{Q^{n-1}}}=Q^{n-1}$ и $\overline{Q}=0\vee Q^{n-1}=Q^{n-1}$, т. е. состояние триггера в n-м такте осталось таким же, как и в предыдущем, $(n-1)$-м, такте;

$R=S=1$, тогда $Q^n=\overline{1\vee\overline{Q^{n-1}}}=0$ и $\overline{Q^n}=\overline{1\vee Q^{n-1}}=0$, т. е. оба выходных сигнала равны 0, что не позволяет однозначно определить состояние системы.

Комбинации управляющих сигналов определяют и соответствующие режимы работы триггера: режим записи 0 (режим возврата), режим записи единицы (режим установки), режим хранения информации $Q^n=Q^{n-1}$ и запрещённый (неоднозначный) режим $Q=\overline{Q}=0$. Переход RS-триггера из одного режима в другой показан на рис. 13. Стрелками указана последовательность появления выходных сигналов триггера при подаче единичных сигналов на S- и R-входы в режимах записи 0 и 1, а пунктирными линиями — неопределённые (случайные) значения (или 0, или 1) хранимой информации после перехода триггера из запрещённого режима (7-й такт) в режим хранения (8-й. . .10-й такты).

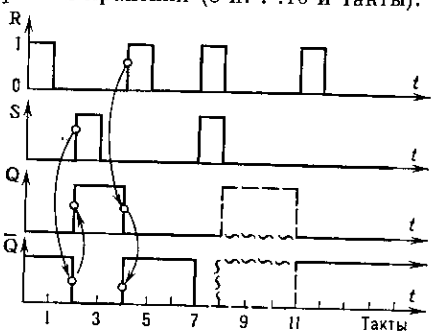
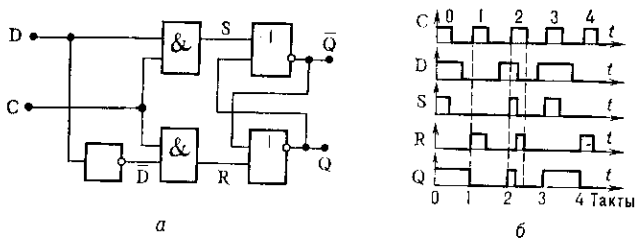


Рис. 13.

Возможность перехода RS-триггера в случайное состояние при выходе из запрещённого режима работы является крупным его недостатком. Поэтому в последовательностных Л. с. используются, как правило, сложные триггеры, у к-рых нет запрещённых режимов работы. Любой тип сложного триггера состоит из базовой ячейки памяти (RS-триггера) и устройства управления, к-рое представляет собой Л. с., преобразующую входную информацию в R- и S-сигналы.

Простейшую схему управления имеет статич. D-триггер (рис. 14, *а*). Его управляющее устройство — комбинац. схема, состоящая из инвертора и двух ЛЭ И. Сигналы, предназначенные для записи, поступают на вход D. На вход синхронизации C подаются тактовые импульсы (синхроимпульсы), определяющие момент записи. Как видно из рис. 14,*а*, $S=D\cdot C$, а $R=\overline{D}\cdot C$. Следовательно, при $C=0$ независимо от значения D имеем $S=R=0$, т. е. RS-триггер находится в режиме хранения информации. При $C=1$ либо S-, либо R-сигнал равен 1 и триггер находится в режиме записи единицы (при $D=1$) или нуля (при $D=0$). Сигнал на выходе Q может измениться только в первой части каждого такта, пока на входе C имеется сигнал единичного уровня (рис. 14, *б*). Во второй части такта (при $C=0$) триггер находится в режиме хранения информации, и поэтому выходной сигнал задерживается до окончания того такта, в к-ром он был записан. Так, единичный сигнал на входе D заканчивается задолго до конца 0-го и 3-го тактов, а на выходе триггера он задерживается до начала 1-го и 4-го тактов. Недостатком статич. D-триггера является сквозная передача информации с D-входа на выход во время действия синхроимпульса, в результате чего сигнал на выходе триггера может измениться неск. раз в пределах одного такта (напр., 2-й такт, рис. 14, *б*).



а *б*

Рис. 14.

В динамич. D-триггере, свободном от недостатков статич. D-триггера, запись информации производится только во время одного из перепадов напряжения (или из 0 в 1, или из 1 в 0) на входе C, и поэтому выходной сигнал может измениться только один раз в пределах такта [2]. Условно-графич. обозначение одного из динамич. D-триггеров см. на рис. 15.

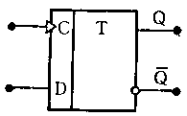
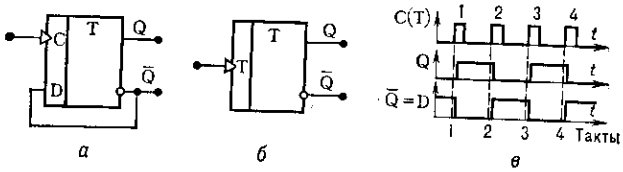


Рис. 15.

Соединив в динамич. D-триггере инверсный выход $\overline{Q}$ с информац. входом D (рис. 16, *а*), получают счётный T-триггер, к-рый имеет только один управляющий вход T (рис. 16, *б*). Первоначально на выходе Q этого триггера — нулевой сигнал (рис. 16, *в*), а на входе $D=\overline{Q}=1$. По фронту первого синхроимпульса единичное состояние с D-входа перепишется на выход Q и соответственно на выходе $\overline{Q}$ и входе D появится нуль. В след. такте на D-выход будет переписан нулевой сигнал с D-входа. Т. о., информация на выходе T-триггера будет меняться на противоположную по приходу каждого счётного синхроимпульса, а число выходных импульсов уменьшится в два раза по сравнению с числом входных импульсов.



а *б* *в*

Рис. 16.

Р е г и с т р — последовательностный ОЭ, предназначенный для хранения и (или) преобразования много-

разрядных двоичных чисел. Регистр состоит из набора триггеров, число к-рых равно макс. разрядности хранимых чисел.

Простейший регистр — регистр с параллельным вводом информации. Схему и условно-графич. обозначение 4-разрядного регистра на D-триггерах см. на рис. 17.

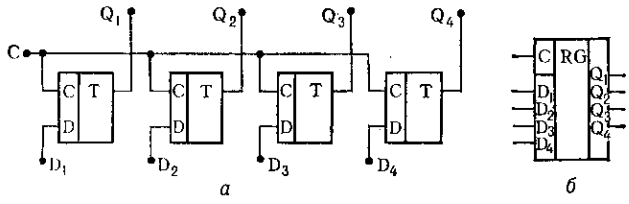


Рис. 17.

Параллельный двоичный 4-разрядный код поступает на информац. входы D1, . . ., D4 всех триггеров и записывается в регистр по приходу синхроимпульса С. В промежутках между синхроимпульсами происходит подготовка новой входной информации, а её смена в регистре осуществляется по очередному синхроимпульсу. Такие регистры в основном используются в системах оперативной памяти (см. *Памяти устройства*).

Схема регистра с последоват. вводом информации, выполненного на D-триггерах с динамич. управлением, и его временные диаграммы см. на рис. 18. По приходу синхроимпульса С в первый триггер записывается код (0 или 1), находящийся в этот момент на его D-входе. Каждый следующий триггер по этому же синхроимпульсу переключается в состояние, в к-ром в этот момент находился предыдущий триггер. Это происходит потому, что выходное состояние триггера изменяется с нек-рой задержкой относительно фронта синхроимпульса, равной времени срабатывания триггера (рис. 18, *б*). Следовательно, при последоват. соединении триггеров каждый синхроимпульс сдвигает код числа в регистре на один разряд, и поэтому для записи n-разрядного кода требуется n синхроимпульсов. Напр., в регистр вводится двоичный 4-разрядный код 1011 (рис. 18, *б*). По 1-му синхроимпульсу в 1-й триггер записывается единица старшего разряда. По 2-му синхроимпульсу эта единица перепишется с выхода 1-го на выход 2-го триггера, а в 1-й триггер запишется нуль (следующий разряд кода). Таким же образом после прихода 4-го синхроимпульса в регистре окажется записанным число Q_4—1, Q_3—0, Q_2—1, Q_1—1. До прихода след. импульса последовательно введённый 4-разрядный код будет храниться в регистре в виде параллельного кода, к-рый можно считывать с выходов $Q_4, \ldots, Q_1$.

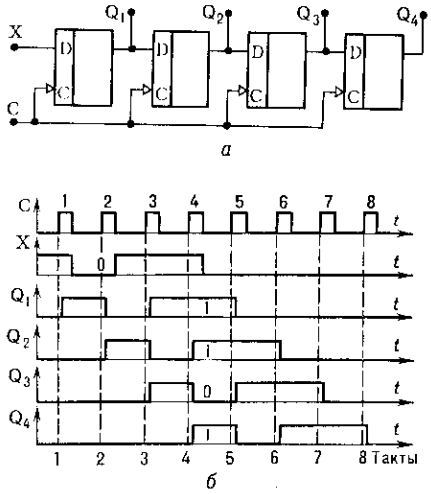


Рис. 18.

Большое распространение получили универсальные регистры [2; 4], способные записывать и считывать числа как в последовательном, так и в параллельном кодах. Поэтому их можно использовать для преобразования последоват. кода в параллельный и наоборот, выполнения нек-рых арифметич. и логич. операций. Благодаря своей многофункциональности регистры стали одними из наиболее распространённых ОЭ в системах автоматики и вычислит. техники.

С ч ё т ч и к — последовательностный ОЭ, предназначенный для счёта импульсов, поступивших на его вход. Счётчик состоит из цепочки триггеров, число к-рых определяет его разрядность, а следовательно, и число разл. состояний счётчика, к-рое наз. коэф. (модулем) счёта — K. Если кол-во входных импульсов больше модуля счёта, то через каждые K импульсов счётчик возвращается в исходное состояние и цикл счёта начинается сначала.

Простейшим одноразрядным счётчиком с $K=2$ является одиночный T-триггер, меняющий своё состояние на противоположное под действием каждого входного импульса. Если за нач. состояние триггера принять Q=0, то по приходу 1-го импульса он перейдёт в новое состояние с Q=1, а при поступлении 2-го импульса снова вернётся в исходное состояние с Q=0 и счёт может начинаться сначала. Цепочка из m счётных триггеров образует последоват. m-разрядный двоичный счётчик. Результат счёта отображается на выходах всех триггеров $Q_m, \ldots, Q_1$ в виде параллельного двоичного кода числа сосчитанных импульсов, к-рый может принимать значения от 0, . . ., 0 до 1, . . ., 1. Т. к. число разрядов равно m, а каждая переменная может принимать лишь два значения (0 или 1), то число возможных состояний $K=2^m$. Макс. число импульсов, при к-ром счётчик полностью заполняется единицами, равно (2^m-1), т. к. с приходом 2^m-го импульса счётчик опять переходит в нулевое состояние.

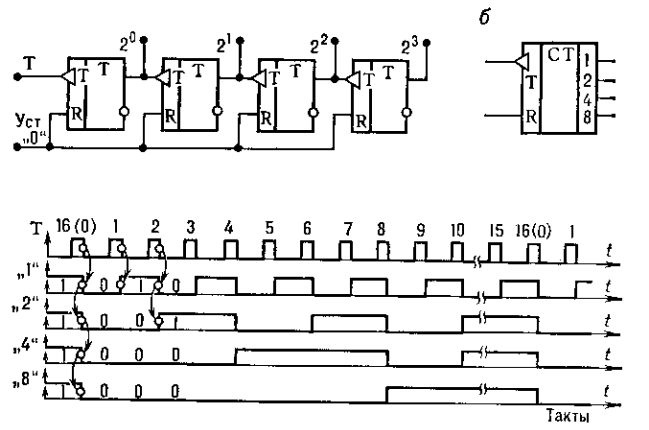


Рис. 19.

На рис. 19, *а* приведена схема 4-разрядного двоичного счётчика на T-триггерах, срабатывающих по заднему фронту при переходе из 1 в 0 входного сигнала. Условно-графич. обозначение счётчика и его временные диаграммы см. на рис. 19, *б*. Диаграммы начинаются с момента, когда счётчик заполнен, т. е. на всех его выходах находятся сигналы единичного уровня — 1111. Число импульсов, подсчитанных счётчиком к этому времени, $1111_2=1\cdot2^3+1\cdot2^2+1\cdot2^1+1\cdot2^0=15$, что соответствует последнему (2^4-1) его состоянию. По заднему фронту следующего (16-го) импульса все триггеры последовательно переключаются (стрелки на диаграмме) и счётчик переходит в исходное (нулевое) состояние. С приходом каждого след. импульса параллельный двоичный

код на выходе счётчика будет увеличиваться на единицу, пока снова не наступит переполнение счётчика.

Рассмотренный суммирующий счётчик можно преобразовать в вычитающий, у к-рого выходной код будет уменьшаться на единицу с приходом каждого счётного импульса. Для этого достаточно входы синхронизации

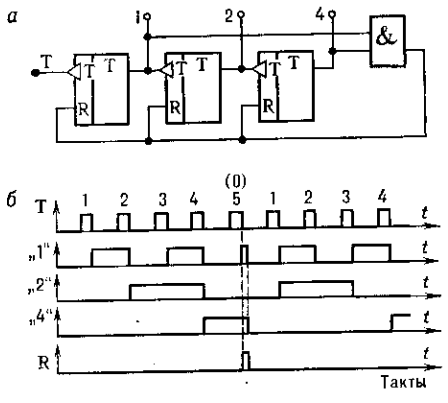


Рис. 20.

2-го и следующих триггеров подключить не к прямым, а к инверсным ($\overline{Q}$) выходам предыдущих триггеров.

Наиб. часто используются счётчики с коэф. счёта, не равным 2^m. Напр., в электронных часах необходимы счётчики с модулем $K=6$ (десятки мин), $K=10$ (единицы мин), $K=7$ (дни недели). Для построения счётчика с $K\neq 2^m$ можно использовать цепочку из m триггеров, для к-рой выполняется условие $2^m>K$. Очевидно, такой счётчик имеет лишние устойчивые состояния (2^m-K). Их исключают, вводя обратные связи в цепь сброса счётчика в нулевое состояние, в том такте работы, когда счётчик досчитывает до числа K. Напр., для счётчика с $K=5$ нужны три триггера, т. к. $2^2<5<2^3$. Счётчик должен иметь пять устойчивых состояний $N=0, 1, 2, 3, 4$. В том такте, когда он должен перейти в устойчивое состояние $N=5$, его необходимо установить в исходное нулевое состояние. В схему такого счётчика (рис. 20, *а*) помимо трёх триггеров включают логич. элемент И, на к-рый подают выходные сигналы счётчика, соответствующие первому запрещённому состоянию, т. е. числу 5. С выхода элемента И сигнал сброса поступает на входы установки триггеров в 0 (R-входы). Как видно из диаграммы (рис. 20, *б*), в самом начале 6-го состояния (число 5) на обоих входах элемента И появляются логич. 1, вызывающие появление сигнала R=1, сбрасывающего счётчик в исходное состояние. После сброса триггера в нуль исчезает и единичный R-сигнал в цепи обратной связи и счётчик снова готов к работе в новом цикле.

Счётчики могут выполнять ф-ции делителей частоты, т. е. устройств, формирующих из импульсной последовательности с частотой $f_{вх}$, импульсную последовательность на выходе последнего триггера с частотой $f_{вых}=f_{вх}/K$.

Помимо рассмотренных простейших типов счётчиков существует большое кол-во более совершенных, но и значительно более сложных конструкций, обладающих лучшими параметрами и дополнит. функциональными возможностями [2, 4].

Осн. типы Л. с. являются базой для построения разнообразных цифровых устройств (*процессоров*, *памяти устройств* и пр.), из к-рых состоят совр. ЭВМ и системы автоматич. управления объектами и процессами.

Лит.: 1) Савельев А. Я., Арифметические и логические основы цифровых автоматов, М., 1980; 2) Зельдин Е. А., Цифровые интегральные микросхемы в информационно-измерительной аппаратуре, Л., 1986; 3) Залманзон Л. А., Беседы об автоматике и кибернетике, М., 1981; 4) Мальцева Л. А., Фромберг Э. М., Ямпольский В. С., Основы цифровой техники, М., 1986; 5) ГОСТ 2. 743—82. Обозначения условные графические в схемах. Элементы цифровой техники.

В. С. Ямпольский.

ЛОКА́ЛЬНАЯ КОММУТАТИ́ВНОСТЬ — принцип релятивистской квантовой теории поля, состоящий в том, что коммутатор двух квантовых бозонных полей $\varphi_1(x)$, $\varphi_2(y)$ обращается в нуль, если точки x, y пространства-времени Минковского разделены пространственноподобным *интервалом*: $[\varphi_1(x),\ \varphi_2(y)]\equiv\varphi_1(x)\varphi_2(y)-\varphi_2(y)\varphi_1(x)=0$ при $(x-y)^2<0$ (здесь $x=\{x^\mu\}$, $\mu=0, 1, 2, 3$). Л. к. следует из *канонического квантования* полей и релятивистской инвариантности.

Если полевая система содержит кроме бозонных фермионные поля $\psi_1(x)$, $\psi_2(y)$, Л. к. заменяется более общим условием локальности (или *микропричинности*), к-рое в применении к фермионным полям означает обращение в нуль антикоммутатора:

$$[\psi_1(x),\ \psi_2(y)]_+\equiv\psi_1(x)\psi_2(y)+\psi_2(y)\psi_1(x)=0$$

при $(x-y)^2<0$.

Л. к. является отражением физ. представлений спец. теории относительности о пространстве-времени. Физ. смысл Л. к. раскрывается эйнштейновским принципом причинной независимости событий, по к-рому возмущение состояния системы, производимое в одной области пространства-времени, не влияет на процессы в другой области, отделённой от первой пространственноподобным интервалом (такие две области наз. причинно независимыми). С помощью Л. к. выводится ряд нетривиальных следствий об амплитудах взаимодействия элементарных частиц: *CPT*-инвариантность (см. *Теорема CPT*), дисперсионные соотношения (см. *Дисперсионных соотношений метод*), *Померанчука теорема*, *Фруассара ограничение* и др.

Лит.: Паули В., Релятивистская теория элементарных частиц, пер. с англ., М., 1947; Стритер Р., Вайтман А., PCT, спин и статистика и все такое, пер. с англ., М., 1966; Общие принципы квантовой теории поля и их следствия, М., 1977.

А. И. Оксак.

ЛОКА́ЛЬНАЯ СИММЕТРИ́Я — инвариантность относительно таких преобразований над переменными, описывающими физ. систему, при к-рых параметры преобразований зависят от точки пространства-времени, где задана соответствующая динамич. переменная. (Подробнее см. в ст. *Внутренняя симметрия*, *Пространственно-временная симметрия*.) В теории поля Л. с. обычно реализуются при введении *калибровочных полей*. Требование Л. с. жёстко фиксирует характер взаимодействия в физ. системе, но с Л. с. не связаны непосредственно к.-л. законы сохранения. Примеры Л. с.— *калибровочная инвариантность* в *квантовой электродинамике*, инвариантность относительно преобразований Лоренца в общей теории относительности, цветовая $SU(3)$-симметрия в *квантовой хромодинамике*.

М. В. Терентьев.

ЛОКА́ЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕ́ЙСТВИЕ — реализация физ. принципа близкодействия в теории полей (и частиц). Л. в. полей определяется *лагранжианом*, значение к-рого в точке x пространства-времени зависит лишь от полей и их производных (любого конечного порядка по x) в той же точке (такой лагранжиан наз. локальным). Л. в. системы полей и частиц включает дополнительно лагранжианы частиц также с локальной зависимостью от полей и их производных в точке нахождения частицы. В понятии Л. в. воплощена идея близкодействия: взаимодействие частиц осуществляется через контакт с «промежуточным агентом» — полем. Л. в. лежат в основе современной теории элементарных частиц, а также теории тяготения (общей теории относительности).

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988; Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Введение в теорию квантованных полей, 4 изд., М., 1984; Швебер С., Введение в релятивистскую квантовую теорию поля, пер. с англ., М., 1963; Ициксон К., Зюбер Ж.-Б., Квантовая теория поля, пер. с англ., т. 1—2, М., 1984.

А. И. Оксак.

ЛОКА́ЛЬНОЕ ТЕРМОДИНАМИ́ЧЕСКОЕ РАВНОВЕ́СИЕ — одно из осн. понятий *термодинамики неравновесных процессов* и *механики сплошных сред*; равновесие в очень малых (элементарных) объёмах среды, содержащих всё же столь большое число частиц (молекул, атомов, ионов и др.), что состояние среды в этих физически бесконечно малых объёмах можно характеризовать темп-рой $T(x)$, хим. потенциалами $\mu_k(x)$ и др. термодинамич. параметрами, но не постоянными, как при полном равновесии, а зависящими от пространств. координат x и времени. Ещё один параметр Л. т. р.— гидродинамич. скорость $\boldsymbol{u}(x)$ — характеризует скорость движения центра масс элемента среды. При Л. т. р. элементов среды состояние среды в целом неравновесно. Если малые элементы среды рассматривать приближённо как термодинамически равновесные подсистемы и учитывать обмен энергией, импульсом и веществом между ними на основе ур-ний баланса, то задачи термодинамики неравновесных процессов решаются методами термодинамики и механики. В состоянии Л. т. р. плотность энтропии $s(x)$ на единицу массы является ф-цией плотности внутр. энергии $w(x)$ и концентраций компонентов $c_k(x)$, такой же, как и в состоянии *равновесия термодинамического*. Термодинамич. равенства остаются справедливыми для элемента среды при движении вдоль пути его центра масс:

$$T(x)\frac{ds(x)}{dt}=\frac{dw(x)}{dt}+P(x)\frac{dv(x)}{dt}-\sum_k \mu_k(x)\frac{dc_k(x)}{dt},$$

где $d/dt=\partial/\partial t+\boldsymbol{u}(x)\,\mathrm{grad}$, $P(x)$ — давление, $v(x)$ — удельный объём.

Статистич. физика позволяет уточнить понятие Л. т. р. и указать пределы его применимости. Понятию Л. т. р. соответствует локально равновесная ф-ция распределения f плотности энергии, импульса и массы, к-рая отвечает максимуму информационной энтропии при заданных ср. значениях этих величин как ф-ций координат и времени:

$$f=Z^{-1}\exp\left\{-\int dx\left[\hat{w}(x)-\sum_k \mu_k(x)\,\hat{\rho}_k(x)\right]T^{-1}(x)\right\},$$

где Z — статистич. сумма, $\hat{w}(x)$, $\hat{\rho}_k(x)$ — динамич. переменные (ф-ции координат и импульсов всех частиц системы), соответствующие плотности энергии (в системе координат, движущейся с гидродинамич. скоростью) и плотности массы. При помощи такой ф-ции распределения можно определить понятие энтропии неравновесного состояния как энтропии такого локально равновесного состояния, к-рое характеризуется теми же значениями плотностей энергии, импульса и массы, что и рассматриваемое неравновесное состояние. Однако локально равновесное распределение позволяет получать лишь ур-ния т. н. идеальной гидродинамики, в к-рых не учитываются необратимые процессы. Для получения ур-ний гидродинамики, учитывающих необратимые процессы теплопроводности, вязкости и диффузии (т. е. *переноса явления*), требуется обращаться к кинетич. ур-нию для газов (см. *Кинетика физическая*) или к *Лиувилля уравнению*, справедливому для любой среды, и искать такие их решения, к-рые зависят от координат и времени лишь через ср. значения параметров, определяющих неравновесное состояние. В результате получается неравновесная ф-ция распределения, к-рая позволяет вывести все ур-ния, описывающие процессы переноса энергии, импульса и вещества (ур-ния диффузии, теплопроводности и *Навье — Стокса уравнения*).

Лит.: Гроот С., Мазур П., Неравновесная термодинамика, пер. с англ., М., 1964, гл. 3, § 2; Хаазе Р., Термодинамика необратимых процессов, пер. с нем., М., 1967; Зубарев Д. Н., Неравновесная статистическая термодинамика, М., 1971, § 20—22.

Д. Н. Зубарев.

ЛОКА́ЛЬНЫЙ ОПЕРА́ТОР — ф-ция от квантовых полей в точке x пространства-времени и от их производных по x любого конечного порядка (в той же точке). Примерами Л. о. [помимо исходных квантовых полей $\varphi(x)$] служат *лагранжиан* полей $L(\varphi(x),\ \partial_\mu\varphi(x))$ ($\partial_\mu\equiv\partial/\partial x^\mu$, $\mu=0,1,2,3$), *тензор энергии-импульса* $T^{\mu\nu}(x)$, фермионный ток $j^\mu(x)=\bar{\psi}(x)\gamma^\mu\psi(x)$ [где $\psi(x)$ — квантованное поле фермиона, γ^μ — *Дирака матрицы*, черта над ψ означает дираковское сопряжение] (см. *Ток* в квантовой теории поля). Таким выражениям для квантовых Л. о., заимствованным из классич. теории поля, присущи неопределённости (*расходимости*), устранение к-рых требует привлечения аппарата *перенормировок*. В *аксиоматической квантовой теории поля* понятие Л. о. используется в более широком смысле для обозначения операторных функционалов, зависящих от релятивистских квантовых полей в нек-рой огранич. области пространства-времени [напр., $\int\varphi(x)f(x)d^4x$ — результат сглаживания квантового поля $\varphi(x)$ с пробной ф-цией $f(x)$, сосредоточенной в огранич. области].

Лит.: Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Введение в теорию квантованных полей, 4 изд., М., 1984; Стритер Р., Вайтман А., PCT, спин и статистика и все такое, пер. с англ., М., 1966.

А. И. Оксак.

ЛО́НДОНОВ УРАВНЕ́НИЕ — феноменологич. ур-ние, описывающее распределение магн. поля в сверхпроводниках. Предложено Ф. Лондоном и Х. Лондоном (F. London, H. London, 1935) задолго до построения микроскопич. теории сверхпроводимости (1957, см. *Бардина — Купера — Шриффера модель*). Л. у. имеет вид

$$\boldsymbol{H}+\lambda_L^2\,\mathrm{rot}\,\mathrm{rot}\,\boldsymbol{H}=0, \qquad (1)$$

где $\boldsymbol{H}$ — локальное магн. поле в сверхпроводнике, $\lambda_L=(mc^2/4\pi n_s e^2)^{1/2}$ — параметр, имеющий размерность длины и наз. лондоновской глубиной (см. *Глубина проникновения*) проникновения магн. поля. Здесь m и e — соответственно масса и заряд электрона, n_s — концентрация сверхпроводящих электронов, т. е. электронов, объединённых в куперовские пары (см. *Купера эффект*). Ур-ние (1) получается в результате минимизации свободной энергии сверхпроводника $F=\mathcal{E}_\text{м}+\mathcal{E}_\text{к}$, состоящей из энергии магн. поля $\mathcal{E}_\text{м}=\int(H^2/8\pi)dV$ и кинетич. энергии сверхпроводящих электронов $\mathcal{E}_\text{к}=\int(1/2)\,n_s m v_s^2 dV$, движущихся в сверхпроводнике с постоянной по времени скоростью v_s при наличии в нём бездиссипативного электрич. тока

$$\boldsymbol{j}_s(r)=n_s e\boldsymbol{v}_s(r). \qquad (2)$$

Вариация свободной энергии по H с учётом *Максвелла уравнения* $\mathrm{rot}\,\boldsymbol{H}=(4\pi/c)\boldsymbol{j}_s$ даёт ур-ние (1). Л. у. (1) описывает *Мейснера эффект*, т. е. спадание магн. поля в глубь сверхпроводника. Так, на глубине z под плоской поверхностью сверхпроводника, согласно ур-нию (1), $H(z)=H(0)\exp(-z/\lambda_L)$, где $H(0)$ — напряжённость поля на поверхности. Т. о., магн. поле проникает в сверхпроводник лишь на глубину λ_L. Для металлов $\lambda_L\sim10^{-2}$ мкм.

Ур-ние (1) предполагает наличие локальной связи (2) между током и скоростью сверхпроводящих электронов: ток в нек-рой точке сверхпроводника зависит от скорости сверхпроводящих электронов в той же точке. Это имеет место, когда глубина проникновения λ значительно больше длины когерентности ξ_0, определяющей расстояние, на к-ром скоррелированы волновые функции сверхпроводящих электронов. Сверхпроводники, у к-рых $\lambda_L\gg\xi_0$ и к к-рым, следовательно, применимо ур-ние (1), наз. лондоновскими сверхпроводниками. В случае малой глубины проникновения локальная связь (2) нарушается. Для описания эффекта Мейснера в таких сверхпроводниках А. Б. Пиппардом (A. B. Pippard, 1953) было предложено нелокальное обобщение ур-ния (1). Сверхпроводники с $\lambda_L\leqslant\xi_0$ наз. пиппардовскими; к ним отно-

сятся сверхпроводники 1-го рода при темп-рах, не очень близких к критич. темп-ре. К лондоновским относятся сверхпроводники 2-го рода (как правило, сплавы), а также сверхпроводники при темп-ре, близкой к критической. В последнем случае ур-ние (1) является следствием феноменологич. теории сверхпроводимости Гинзбурга — Ландау (В. Л. Гинзбург, Л. Д. Ландау, 1950) и может быть выведено на основании микроскопич. теории (Л. П. Горьков, 1959).

Лит.: Де Жен П., Сверхпроводимость металлов и сплавов, пер. с англ., М., 1968. *Н. Б. Копнин.*

ЛОРАНА РЯД — ряд, представляющий *аналитическую функцию* в окрестности её изолиров. особой точки. Получил своё назв. по имени П. Лорана (P. Laurent). Если z_0 — изолиров. особая точка аналитич. ф-ции $f(z)$, то в окрестности z_0 ф-ция $f(z)$ представляется в виде суммы сходящегося ряда

$$f(z)=\sum_{n=-\infty}^{\infty} c_n (z-z_0)^n,$$

коэф. к-рого определяются контурными интегралами:

$$c_n=\frac{1}{2\pi i}\int\limits_{\gamma}\frac{f(z)}{(z-z_0)^{n+1}}, \quad n=0,\ \pm 1,\ \ldots,$$

где γ — контур, охватывающий точку z_0 и лежащий в области аналитичности ф-ции $f(z)$, причём интегрирование производится в направлении против часовой стрелки. Совокупность членов Л. р. с неотрицат. степенями $(z-z_0)$ наз. его п р а в и л ь н о й ч а с т ь ю, а совокупность членов с отрицат. степенями $(z-z_0)$ — г л а в н о й ч а с т ь ю.

Если бесконечное число членов гл. части Л. р. ф-ции $f(z)$ в точке z_0 отлично от нуля, то точка z_0 наз. с у щ е с т в е н н о о с о б о й т о ч к о й. Если лишь конечное число членов гл. части Л. р. отлично от нуля, то точка z_0 наз. п о л ю с о м, причём макс. число n, для к-рого $c_{-n}\neq 0$, наз. кратностью полюса, а коэф. c_{-1} — вычетом ф-ции $f(z)$ в точке z_0. Если гл. часть Л. р. ф-ции $f(z)$ тождественно равна нулю, то точка z_0 наз. у с т р а н и м о й о с о б о й т о ч к о й. В этом случае, после доопределения ф-ции $f(z)$ в точке z_0 с помощью ф-лы $f(z_0)=c_0$, $f(z)$ становится аналитич. ф-цией в окрестности точки z_0, а её Л. р. совпадает с *Тейлора рядом*.

Лит. см. при ст. *Аналитическая функция.* *Б. И. Завьялов.*

ЛО́РЕНЦА ГРУ́ППА — группа вещественных линейных однородных преобразований 4-векторов $x=x^{\mu}=\{x^0, x^1, x^2, x^3\}$ пространства Минковского M_4, сохраняющих (индефинитное) скалярное произведение

$$xy=x^0y^0-x^1y^1-x^2y^2-x^3y^3=g_{\mu\nu}x^{\mu}y^{\nu}=x^{\mu}y_{\mu},$$

где $g=g_{\mu\nu}$ — метрич. тензор в M_4 (подразумевается суммирование по повторяющимся индексам). Названа по имени Х. А. Лоренца (H. A. Lorentz). Являясь подгруппой *Пуанкаре группы* (группы симметрии пространства-времени в отсутствие гравитации), Л. г. играет фундам. роль в релятивистской теории. Инвариантность действия относительно преобразований Л. г. отражает изотропность пространства-времени и влечёт за собой сохранение 4-тензора момента (см. *Нётер теорема*).

Преобразование Λ из Л. г. задаётся веществ. четырёхрядной матрицей $\Lambda=\Lambda^{\mu}_{\nu}$, так что $x^{\mu}\to x'^{\mu}=\Lambda^{\mu}_{\nu}x_{\nu}=\Lambda x$. Равенство $\Lambda x\cdot\Lambda y=xy$ эквивалентно $\Lambda^{\mathrm{T}}g\Lambda=g$ (Λ^{T} транспонирована к Λ) и даёт $\det\Lambda=\pm 1$, $|\Lambda^0_0|\geqslant 1$. Л. г. L разбивается на 4 компоненты, связанные между собой в соответствии со знаками $\det\Lambda$ и Λ^0_0:

$$L=L^{\uparrow}_{+}+L^{\downarrow}_{-}+L^{\uparrow}_{-}+L^{\downarrow}_{-}=L^{\uparrow}_{+}+PTL^{\uparrow}_{+}+PL^{\uparrow}_{+}+TL^{\uparrow}_{+}.$$

Здесь ниж. индекс — знак $\det\Lambda$, стрелка $\uparrow$ ($\downarrow$) отвечает знаку $+$ ($-$) Λ^0_0; P — инверсия (отражение) пространства: $(Px)^0=x^0$, $(Px)^j=-x^j$; T — инверсия времени: $(Tx)^0=-x^0$, $(Tx)^j=x^j$, $j=1, 2, 3$. Преобразования с $\det\Lambda=1$ наз. с о б с т в е н н ы м и, с $\Lambda^0_0>0$ — о р т о х р о н н ы м и. Собственная ортохронная группа $L^{\uparrow}_{+}$ является подгруппой Л. г.

Л. г.— шестипараметрич. группа Ли; в $L^{\uparrow}_{+}$ имеются 3 независимых пространственных вращения $R_{ij}(\alpha)$ на угол α в плоскости (x^i, x^j):

$$x^{\mu}\longrightarrow x'^{\mu},\quad x'^0=x^0,\quad x'^i=x^i\cos\alpha+x^j\sin\alpha,$$
$$x'^j=x^j\cos\alpha-x^i\sin\alpha$$

и 3 независимых (частных) *Лоренца преобразования* — гиперболич. повороты (б у с т ы) $B_{0k}(\beta)$ на угол β в плоскости (x^0, x^k):

$$x^{\mu}\longrightarrow x'^{\mu},\quad x'^0=x^0\operatorname{ch}\beta+x^k\operatorname{sh}\beta,$$
$$x'^i=x^i,\quad x'^j=x^j,\quad x'^k=x^k\operatorname{ch}\beta+x^0\operatorname{sh}\beta$$

(здесь $i, j, k=1, 2, 3$ и их циклич. перестановки). Любой элемент Λ из $L^{\uparrow}_{+}$ можно однозначно представить в виде $\Lambda=RB$, где R — пространств. вращение вокруг нек-рой оси, а B — гиперболич. поворот в плоскости $(x^0, \boldsymbol{n})$, где $\boldsymbol{n}$ — нек-рое направление.

В приложениях важно соответствие между $L^{\uparrow}_{+}$ и группой $SL(2, C)$ комплексных матриц 2×2 с единичным определителем. Каждому x^{μ} из M_4 ставится в соответствие эрмитова матрица

$$X=x^{\mu}\sigma_{\mu}=\begin{pmatrix} x^0+x^3 & x^1-ix^2\\ x^1+ix^2 & x^0-x^3\end{pmatrix},$$

где σ_0 — единичная матрица 2×2, σ_j — *Паули матрицы*; при этом $x^{\mu}x_{\mu}=\det X$ и $x^{\mu}=(1/2)\operatorname{Tr}(\sigma^{\mu}X)$. Тогда каждому преобразованию $X\to X'=SXS^{+}$, где $S\in SL(2, C)$, отвечает преобразование $\Lambda(S)\in L^{\uparrow}_{+}$, причём $\Lambda^{\mu}_{\nu}=(1/2)\operatorname{Tr}(\sigma_{\mu}S\sigma_{\nu}S^{+})$. Это соответствие двузначно: $\Lambda(-S)=\Lambda(S)$; вращениям R отвечают унитарные матрицы $V=S(SS^{+})^{-1/2}$, бустам B — положительно (либо отрицательно) определённые эрмитовы матрицы $H=(SS^{+})^{1/2}$, а разложению $\Lambda=RB$ — разложение $S=VH$. Группа $SL(2, C)$ является универсальной накрывающей Л. г., являясь мин. односвязной группой, гомоморфной Л. г. (см. *Группа*).

Параметризации Л. г. с помощью углов поворотов отвечает матричное представление её генераторов $M_{ij}=iR'_{ij}(0)$, $M_{0k}=iB'_{0k}(0)$ (штрих означает здесь производную по углу). Их *Ли алгебра* характеризуется перестановочными соотношениями:

$$[M_{\mu\nu}, M_{\rho\sigma}]=i(g_{\mu\rho}M_{\nu\sigma}+g_{\nu\sigma}M_{\mu\rho}-g_{\mu\sigma}M_{\nu\rho}-g_{\nu\rho}M_{\mu\sigma}). \quad (1)$$

В трёхмерных обозначениях удобно перейти к комбинациям

$$N_i=(I_i+iK_i)/2,\quad N^{+}_i=(I_i-iK_i)/2,$$
$$I_i=\varepsilon_{ijk}M^{jk}/2,\quad K_i=M_{0i},$$

где ε_{ijk} — символ Леви-Чивиты. Тогда алгебра (1) расщепляется в прямую сумму двух алгебр Ли *вращений группы* $O(3)$:

$$[N_i, N_j]=i\varepsilon_{ijk}N_k,\ \left[N^{+}_i, N^{+}_j\right]=i\varepsilon_{ijk}N^{+}_k,\ \left[N_i, N^{+}_j\right]=0. \quad (2)$$

О п е р а т о р ы К а з и м и р а, коммутирующие со всеми генераторами, имеют вид $C_1=N_iN_i$, $C_2=N^{+}_iN^{+}_i$.

Неприводимые представления Л. г. (точнее, её подгруппы $L^{\uparrow}_{+}$) полностью характеризуются собств. значениями j_1, j_2 операторов C_1, C_2. Для конечномерных представлений удобнее трёхмерная реализация (2) алгебры Ли. Вследствие её расщепления представление $D^{(j_1, j_2)}$ Л. г. строится как прямое произведение пред-

ставлений $D^{(j)}$ группы вращений и имеет размерность $(2j_1+1)(2j_2+1)$. Величины, преобразующиеся по представлениям $D^{(1/2,\ 0)}$ и $D^{(0,\ 1/2)}$, являются *спинором* и сопряжённым спинором, по $D^{(1/2,\ 1/2)}$ — 4-вектором и т. д. Полная классификация неприводимых представлений Л. г. описывается в терминах параметров j_0, ν, связанных с собств. значениями операторов Казимира ф-лами $j_1=2(j_0^2+\nu^2-1)$, $j_2=4ij_0\nu$; параметр j_0 — положит. целое или полуцелое число, ν — любое комплексное число. Представление конечномерно, когда j_0 — целое или полуцелое и $\nu^2=(j_0+n)^2$, где n — целое. Представление унитарно, когда: 1) ν—мнимое; 2) $j_0=0$, ν—вещественно и $|\nu|\leqslant 1$. Представление Л. г. однозначно при целом и двузначно при полуцелом j_0.

Лит.: Гельфанд И. М., Минлос Р. А., Шапиро З. Я., Представления группы вращений и группы Лоренца, их применения, М., 1958; Наймарк М. А., Линейные представления группы Лоренца, М., 1958; Боголюбов Н. Н., Логунов А. А., Тодоров И. Т., Основы аксиоматического подхода в квантовой теории поля, М., 1969; Румер Ю. Б., Фет А. И., Теория групп и квантованные поля, М., 1977; Эллиот Дж., Добер П., Симметрия в физике, пер. с англ., т. 1—2, М., 1983; Рамон П., Теория поля. Современный вводный курс, пер. с англ., М., 1984.

С. И. Азаков, В. П. Павлов.

ЛО́РЕНЦА ЛЕ́ММА — устанавливает соотношение между двумя решениями *Максвелла уравнений*, изменяющимися во времени по одному и тому же гармонич. закону $\sim\exp(i\omega t)$, но различным образом распределёнными в пространстве. Первые наметки Л. л. содержались в работе Х. А. Лоренца (1896). Непосредственно из ур-ний Максвелла, записанных для комплексных амплитуд полей $(\boldsymbol{E}, \boldsymbol{D}; \boldsymbol{H}, \boldsymbol{B})_{1,\,2}$ и электрич. токов с объёмными плотностями $\boldsymbol{j}^e_{1,\,2}$, вытекает билинейное векторное тождество:

$$c\ \mathrm{div}\,\{[\boldsymbol{EH}]\}_{1,\,2}-4\pi\{(\boldsymbol{j}^e\boldsymbol{E})\}_{1,\,2}=i\omega\{(\boldsymbol{DE})\}_{1,\,2}-\\-i\omega\{(\boldsymbol{BH})\}_{1,\,2}, \qquad (1)$$

где фигурные скобки обозначают след. операцию коммутации:

$$\{[\boldsymbol{ab}]\}_{1,\,2}\equiv[\boldsymbol{a}_1\boldsymbol{b}_2]-[\boldsymbol{a}_2\boldsymbol{b}_1].$$

Л. л. (в дифференциальной форме) наз. частный случай тождества (1), отвечающий обращению в нуль его правой части. Это имеет место для линейных изотропных сред с проницаемостями ε, μ; линейных анизотропных сред с симметричными тензорами проницаемостей $\varepsilon_{\alpha\beta}=\varepsilon_{\beta\alpha}$, $\mu_{\alpha\beta}=\mu_{\beta\alpha}$ и др. (см. *Взаимности принцип*). Л. л. в интегральной форме выглядит так:

$$4\pi\int\limits_V\{(\boldsymbol{j}^e\boldsymbol{E})\}_{1,\,2}\,dV=c\oint\limits_S\{[\boldsymbol{EH}]\}_{1,\,2}\boldsymbol{n}\,dS, \qquad (2)$$

где S — замкнутая поверхность, охватывающая объём V; $\boldsymbol{n}$ — внеш. нормаль к S.

Иногда левая и правая части Л. л. (2) независимо обращаются в 0. При этом равенство

$$\int\limits_V\{(\boldsymbol{j}^e\boldsymbol{E})\}_{1,\,2}\,dV=0 \qquad (3)$$

даёт теорему взаимности, а равенство

$$\oint\limits_S\{[\boldsymbol{EH}]\}_{1,\,2}\boldsymbol{n}\,dS=0 \qquad (4)$$

даёт чисто полевой вариант Л. л. Соотношения (2)—(4) существенно облегчают решение мн. задач об излучении, возбуждении и дифракции эл.-магн. волн. Применение *двойственности перестановочной принципа* позволяет обобщить Л. л., включив в рассмотрение магн. источники.

Лит.: Lorentz H. A., Het theorema van Poynting over de energie in het electromagnetisch veld en een paar algemeene stellingen over de voortplanting van het licht, в кн.: Verslagen der Zittingen van de Wiss.- en Naturkundige Afdeeling der K. Akademie van Wettenschappen, 1896, Bd 4, p. 176; Вайнштейн Л. А., Электромагнитные волны, М., 1988; Кацеленбаум Б. З., Высокочастотная электродинамика, М., 1966.

И. Г. Кондратьев, М. А. Миллер.

ЛО́РЕНЦА ПРЕОБРАЗОВА́НИЯ в специальной теории относительности — преобразования координат и времени к.-л. события при переходе от одной *инерциальной системы отсчёта* (и. с. о.) к другой; выражают равноправие всех и. с. о. в описании законов природы. Впервые Л. п. были сформулированы в 1904 в связи с теоретич. и эксперим. работами по исследованию распространения света. Было установлено, что *Максвелла уравнения* сохраняют свою форму при Л. п. и, с другой стороны, Л. п. могут быть выведены как следствие (эксперим. факта) одинаковости скорости света в вакууме относительно произвольной системы отсчёта. В дальнейшем было осознано, что Л. п. имеют универсальный характер, являются матем. реализацией *относительности принципа* и тем самым отражают общие свойства пространства и времени. Решающий шаг в этом направлении был сделан А. Эйнштейном (A. Einstein), важнейшую роль сыграли труды Х. А. Лоренца, А. Пуанкаре (A. Poincaré), Г. Минковского (H. Minkowski).

Если и. с. о. K' движется относительно и. с. о. K с пост. скоростью V вдоль оси x, то Л. п. имеют вид

$$x=\frac{x'+Vt'}{\sqrt{1-V^2/c^2}},\quad y=y',\quad z=z',\quad t=\frac{t'+(V/c^2)\,x'}{\sqrt{1-V^2/c^2}}, \qquad (1)$$

где c — скорость света в вакууме. Ф-лы, выражающие x', y', z', t' через x, y, z, t, получаются из (1) заменой V на $-V$. В случае медленных движений ($V/c\ll 1$) преобразования (1) приближённо переходят в преобразования Галилея:

$$x=x'+Vt',\quad y=y',\quad z=z',\quad t=t'.$$

Л. п. (1) не совместимы с классич. (дорелятивистскими) представлениями о пространстве и времени. В классич. физике принимается, что понятие одновременности событий и, в частности, промежуток времени между двумя событиями (напр., между актами рождения и распада нестабильной частицы) имеют абс. смысл, т. е. они не зависят от движения наблюдателя. Как установлено *относительности теорией*, промежутки времени и отрезки длины [в соответствии с (1)] зависят от движения системы отсчёта. Они относительны примерно в том же смысле, в каком относительными (зависящими от расположения наблюдателей) являются суждения наблюдателей об угл. расстоянии, под к-рыми они видят одну и ту же пару предметов.

Если в системе K' два события, происходящие в одном и том же месте, разделены промежутком времени $\Delta t'$, то в системе K эти же события (происходящие в разных местах) разделены промежутком времени $\Delta t=\Delta t'/\sqrt{1-V^2/c^2}$. Одна из эксперим. проверок этого вывода состоит в наблюдении за частицами (напр., мюонами), способными к самопроизвольному распаду. Время жизни покоящихся (или движущихся с малыми скоростями) мюонов $\Delta t'\sim 2$ мкс. Мюоны же, образующиеся в потоке *космических лучей*, движутся относительно Земли со скоростями, достигающими 0,995 c, и успевают пролететь, не распадаясь, ок. 6 км, т. е. их время жизни Δt с точки зрения земного наблюдателя в 10 раз больше $\Delta t'$.

Аналогично, если отрезок покоится в системе K' и имеет длину $\Delta l'$, то его длина Δl в системе K, т. е. расстояние между двумя одновременными в K событиями регистрации положения концов отрезка, принимает значение $\Delta l=\Delta l'\sqrt{1-V^2/c^2}$. Этот результат наз. лоренцевым сокращением длины. Так же изменяется объём тела, поскольку преобразуется только продольный (вдоль движения) размер тела, а поперечные размеры не изменяются.

Из Л. п. (1) вытекают ф-лы преобразования скоростей:

$$v_x=\frac{v_x'+V}{1+v_x'V/c^2},\quad v_y=\frac{v_y'\sqrt{1-V^2/c^2}}{1+v_x'V/c^2},$$

$$v_z=\frac{v_z'\sqrt{1-V^2/c^2}}{1+v_x'V/c^2}, \qquad (2)$$

где v_x', v_y', v_z' и v_x, v_y, v_z — компоненты скорости объекта соответственно в системах K' и K. В частности, для частицы, движущейся вдоль оси x ($v_x'=v'$, $v_x=v$), $v=(v'+V)/(1+v'V/c^2)$. Отсюда следует, что для частицы, движущейся с досветовой скоростью, $v'<c$, всегда (в любой системе отсчёта) $v<c$, а скорость частицы, движущейся со скоростью света, $v'=c$, всегда равна c, $v=c$. Ф-лы (1) не имеют смысла при $V\geqslant c$, что соответствует невозможности движения материальных тел со скоростью, превышающей или равной скорости света.

Исходя из преобразований (2), можно получить формулу для релятивистской *аберрации света*. Если луч света распространяется в системе K под углом ϑ ($v_x=c\cos\vartheta$, $v_y=c\sin\vartheta$, $v_z=0$), то относительно системы K' он распространяется под углом ϑ', связанным с ϑ формулой

$$\operatorname{tg}\vartheta=\frac{\sqrt{1-V^2/c^2}}{V/c+\cos\vartheta'}\cdot\sin\vartheta'.$$

При $V/c\ll 1$ для угла аберрации $\Delta\vartheta=\vartheta'-\vartheta$ получается обычная зависимость: $\Delta\vartheta\approx(V/c)\sin\vartheta'$.

Ф-лы (1) указывают на относительность промежутков времени и отрезков длины между событиями, однако оставляют инвариантной (не зависящей от выбора системы отсчёта) их комбинацию, наз. *интервалом* (s). Квадрат интервала между событиями равен:

$$s^2=c^2(t_2-t_1)^2-(x_2-x_1)^2-(y_2-y_1)^2-(z_2-z_1)^2.$$

Для бесконечно близких событий интервал ds между ними определяется равенством

$$ds^2=c^2\,dt^2-dx^2-dy^2-dz^2. \qquad (3)$$

Величина ds^2 имеет смысл квадрата элемента длины в четырёхмерном мире (мире Минковского), объединяющем пространство и время в неразрывное целое — пространство-время (см. *Минковского пространство-время*). Объединение пространственных и временного измерений не означает их тождественности. Физ. различие между ними выражается тем, что dt^2 входит в (3) с др. знаком.

Геометрически преобразования (1) можно рассматривать как поворот четырёхмерной системы координат t, x, y, z в плоскости tx. Три преобразования, подобные (1) (по числу трёх возможных поворотов в плоскостях tx, ty, dz), вместе с тремя пространств. поворотами и четырьмя постоянными сдвигами начала координат (по осям t, x, y, z) образуют 10-параметрич. группу преобразований, называемую *Пуанкаре группой*. Это наиб. широкая группа непрерывных преобразований, оставляющих форму (3) неизменной. Три Л. п. вместе с тремя пространств. поворотами образуют 6-параметрич. *Лоренца группу*. Но сами Л. п. не образуют группу, т. к. три последоват. Л. п. могут привести к и. с. о., неподвижной по отношению к исходной, но отличающейся пространств. поворотом (т. н. *томасовская прецессия*).

Различные физ. величины преобразуются под действием Л. п. в зависимости от их свойств ковариантности. Наиб. употребительными являются четырёхмерные скаляры, векторы, тензоры, спиноры. Примером (антисимметричного) тензора второго ранга является тензор эл.-магн. поля, элементы к-рого представляют собой пространств. компоненты напряжённостей электрич. $\boldsymbol{E}$ и магн. $\boldsymbol{H}$ полей. Под действием Л. п. $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$ преобразуются след. образом:

$$E_x=E_x',\quad E_y=\frac{E_y'+(V/c)H_z'}{\sqrt{1-V^2/c^2}},\quad E_z=\frac{E_z'-(V/c)H_y'}{\sqrt{1-V^2/c^2}},$$

$$H_x=H_x',\quad H_y=\frac{H_y'-(V/c)E_z'}{\sqrt{1-V^2/c^2}},\quad H_z=\frac{H_z'+(V/c)E_y'}{\sqrt{1-V^2/c^2}}.$$

Т. о., чисто электрич. или чисто магн. поле в одной системе отсчёта может обладать соответственно магн. или электрич. компонентами в другой.

Как отмечалось, ур-ния Максвелла инвариантны относительно Л. п. (нештрихованные величины лишь заменяются штрихованными или наоборот). Приведение ур-ний механики к виду, инвариантному относительно Л. п., потребовало уточнения понятий энергии и импульса. Энергия тела (частицы) $\mathcal{E}=mc^2/\sqrt{1-v^2/c^2}$ и его импульс $\boldsymbol{p}=m\boldsymbol{v}/\sqrt{1-v^2/c^2}$ [где m — масса (масса покоя) тела] объединяются в 4-вектор энергии-импульса с компонентами $(\mathcal{E}/c,\ p_x,\ p_y,\ p_z)$. Под действием (1) они преобразуются след. образом:

$$\mathcal{E}=\frac{\mathcal{E}'+Vp_x'}{\sqrt{1-V^2/c^2}},\quad p_x=\frac{p_x'+(V/c^2)\mathcal{E}'}{\sqrt{1-V^2/c^2}},\quad p_y=p_y',\quad p_z=p_z'.$$

Квадрат 4-вектора энергии-импульса является инвариантом:

$$\frac{\mathcal{E}^2}{c^2}-\boldsymbol{p}^2=\frac{\mathcal{E}'^2}{c^2}-\boldsymbol{p}'^2=m^2c^2.$$

Для частиц, движущихся со скоростью света, он, очевидно, равен нулю.

Л. п. играет важную роль не только в классич. (неквантовой), но и в квантовой физике. Под действием Л. п. преобразуются волновые ф-ции (*векторы состояния*) квантовой системы, удовлетворяющие соответствующим ур-ниям движения, обеспечивая их инвариантность.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988; Принцип относительности, [Сб. ст.], М., 1973; Медведев Б. В., Начала теоретической физики, М., 1977.

Л. П. Грищук.

ЛОРЕНЦА СИЛА — сила, действующая на точечный электрич. заряд во внешнем эл.-магн. поле. Выражение для Л. с. было получено в кон. 19 в. Х. А. Лоренцем путём обобщения опытных данных. В *Гаусса системе единиц* Л. с. $\boldsymbol{F}$ определяется выражением

$$\boldsymbol{F}=q\boldsymbol{E}+\frac{q}{c}[\boldsymbol{vB}], \qquad (1)$$

где $\boldsymbol{E}$ — напряжённость электрич. поля, $\boldsymbol{B}$ — магн. индукция, q — величина заряда, $\boldsymbol{v}$ — его скорость относительно системы координат, в к-рой вычисляются величины $\boldsymbol{F}$, $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{B}$. Первый член в (1) — сила, действующая на заряд в электрич. поле, второй — в магн. поле. Магн. часть Л. с. подобна силе Кориолиса в механике (если поле $\boldsymbol{B}$ сопоставить с вектором угл. скорости соответствующей системы отсчёта) — она действует лишь на движущийся заряд в направлении, перпендикулярном его скорости, и, т. о., не совершает работы над зарядом, оставляя неизменной его энергию и меняя лишь направление импульса.

Во взаимно ортогональных однородных статич. электрич. и магн. полях при $|\boldsymbol{E}|<|\boldsymbol{B}|$ существует класс движений заряж. частиц, для к-рых Л. с. обращается в нуль,— это движения с пост. скоростью

$$\boldsymbol{V}=\frac{c[\boldsymbol{EB}]}{B^2}+V_0\frac{\boldsymbol{B}}{B}, \qquad (2)$$

где скорость V_0 произвольна. Скорость $c[\boldsymbol{EB}]/\boldsymbol{B}^2$ наз. скоростью дрейфа заряж. частиц в скрещённых $\boldsymbol{E}$-, $\boldsymbol{B}$-полях. Соотношение (2) определяет также скорости инерциальных систем отсчёта, в к-рых в соответствии с преобразованиями Лоренца для эл.-магн. поля электрич. поле обращается в нуль.

Лит.: Лоренц Г. А., Теория электронов и ее применение к явлениям света и теплового излучения, пер. с англ., 2 изд.,

М., 1956; Беккер Р., Электронная теория, пер. с нем., Л.—М., 1936; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988. *М. А. Миллер, Е. В. Суворов.*

ЛОРЕНЦА СИСТЕ́МА — система трёх нелинейных дифференц. ур-ний первого порядка:

$$\dot{x} = Pr\,(y - x), \qquad \dot{y} = -y + rx - xz, \qquad \dot{z} = xy - bz,$$

решения к-рой в широкой области параметров являются нерегулярными ф-циями времени и по мн. своим характеристикам неотличимы от случайных. Л. с. была получена Э. Лоренцем (E. Lorenz) из ур-ний гидродинамики как модель для описания тепловой конвекции в горизонтальном слое жидкости, подогреваемой снизу (Pr — *Прандтля число*, $r = Ra/Ra_c$ — приведённое *Рэлея число*, b — определяется выбором моды в Фурье-разложении поля скорости и темп-ры).

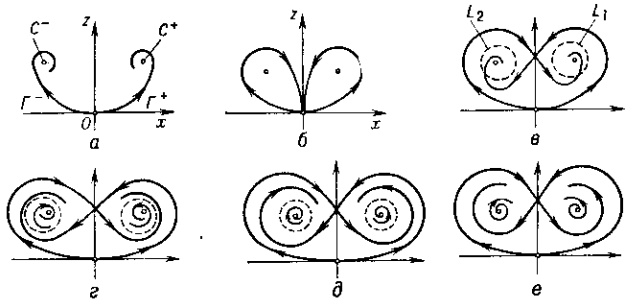


Рис. 1. Иллюстрация последовательных бифуркаций в системе Лоренца при увеличении параметра r: а) $1 < r < r_1$; б) $r = r_1$; в) $r_1 < r < r_2$; г) $r = r_2$; д) $r_2 < r < r^*$; е) $r^* < r$.

Л. с.— один из примеров *динамической системы*, имеющей простой физ. смысл; она демонстрирует стохастич. поведение системы. В *фазовом пространстве* этой системы в области параметров, указанных на рис. 1, существует *странный аттрактор*, движение изображающей точки на к-ром соответствует «случайному» — турбулентному течению жидкости при тепловой конвекции.

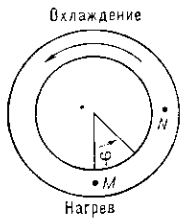


Рис. 2. Конвективная петля — физическая модель, для которой выводятся уравнения Лоренца.

Л. с. (при $b = 1$) описывает, в частности, движение жидкости в конвективной петле, расположенной в вертикальной плоскости в однородном поле тяжести тороидальной полости, заполненной жидкостью (рис. 2). На стенках полости поддерживается не зависящая от времени (но зависящая от угла φ) темп-ра $T(\varphi)$; ниж. часть петли теплее верхней. Ур-ния движения жидкости в конвективной петле сводятся к Л. с., где $x(t)$ — скорость движения жидкости, $y(t)$ — темп-ра в точке N, а $z(t)$ — темп-ра в точке M при больших t. С ростом r характер движения жидкости меняется: сначала (при $r < 1$) жидкость неподвижна, далее (при $1 < r < r_2$) устанавливается циркуляция с пост. скоростью (либо по часовой стрелке, либо против); при ещё больших r всё течение становится чувствительным к малым изменениям нач. условий, скорость циркуляции жидкости меняется уже нерегулярно: жидкость вращается иногда по часовой стрелке, иногда — против.

При обычно используемых значениях $Pr = 10$, $b = {}^8/_3$ Л. с. обладает след. свойствами: ур-ния Л. с. инвариантны относительно преобразования $x \to -x$, $y \to -y$, $z \to z$; фазовый объём сокращается с пост. скоростью

$$\Lambda = \frac{\partial \dot{x}}{\partial x} + \frac{\partial \dot{y}}{\partial y} + \frac{\partial \dot{z}}{\partial z} = -(Pr + b + 1) \approx -13{,}7,$$

за единицу времени объём сокращается в $e^{-\lambda} \approx 10^6$ раз.

С ростом r в Л. с. происходят след. осн. *бифуркации*. 1) При $0 < r < 1$ единственным состоянием равновесия является устойчивый узел в начале координат O (0, 0, 0). 2) При $1 < r < r_1$, где $r_1 = 13{,}92$, Л. с. кроме упомянутого тривиального (O) имеет ещё два состояния равновесия C^+, C^-. Состояние равновесия O является седлом, имеющим двумерное устойчивое многообразие и одномерное неустойчивое, состоящее из O и двух сепаратрис Γ^+ и Γ^-, стремящихся к C^+ и C^- (рис. 1, *а*). 3) При $r = r_1$ каждая из сепаратрис становится двоякоасимптотической к седлу O (рис. 1, *б*). При переходе r через r_1 из замкнутых петель сепаратрис рождаются неустойчивые (седловые) периодич. движения — предельные циклы L_1 и L_2. Вместе с этими неустойчивыми циклами рождается и очень сложно организованное предельное множество; оно, однако, не является притягивающим (аттрактором), и при $r_1 < r < r_2$ (рис. 1, *в*), где $r_2 = 24{,}06$, все траектории по-прежнему стремятся к $C^{\pm}$. Эта ситуация отличается от предшествующей тем, что теперь сепаратрисы Γ^+ и Γ^- идут к «не своим» состояниям равновесия C^- и C^+ соответственно. 4) При $r_2 < r < r^*$, где $r^* = 24{,}74$, в Л. с. наряду с устойчивыми состояниями равновесия $C^{\pm}$ существует ещё притягивающее множество, характеризующееся сложным поведением траекторий,— аттрактор Лоренца (рис. 1, *д* и рис. 3). 5) При $r \to r^*$ седловые циклы L_1 и L_2 стягиваются к состояниям равновесия C^+ и C^-, к-рые при $r = r^*$ теряют устойчивость, и при $r > r^*$ единственным притягивающим множеством Л. с. является аттрактор Лоренца. Т. о., если стремить r к r^* со стороны меньших значений, то стохастичность в Л. с. возникает сразу, скачком, т. е. имеет место жёсткое возникновение стохастичности.

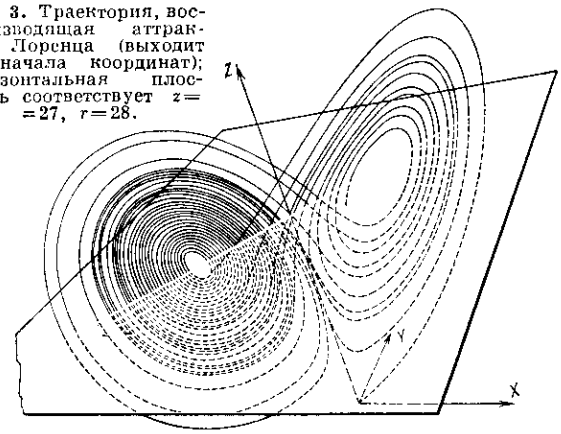


Рис. 3. Траектория, воспроизводящая аттрактор Лоренца (выходит из начала координат); горизонтальная плоскость соответствует $z = 27$, $r = 28$.

К Л. с. сводятся не только ур-ния, описывающие конвективные движения жидкости, но и др. физ. модели (трёхуровневый лазер, дисковое динамо и т. д.).

Лит.: Lorenz E., Deterministic nonperiodic flow, «J. Atmos. Sci.», 1963, v. 20, p. 130; в рус. пер., в кн.: Странные аттракторы, М., 1981, с. 88; Гапонов-Грехов А. В., Рабинович М. И., Хаотическая динамика простых систем, «Природа», 1981, № 2, с. 54; Афраймович Е. С., Быков В. В., Шильников Л. П., О притягивающих негрубых предельных множествах типа аттрактора Лоренца, «Тр. Московского матем. общества», 1982, т. 44, с. 150; Рабинович М. И., Трубецков Д. И., Введение в теорию колебаний и волн, М., 1984. *В. Г. Шехов.*

ЛО́РЕНЦА — ДИРА́КА УРАВНЕ́НИЕ — релятивистское ур-ние движения классич. точечной заряж. частицы в эл.-магн. поле, учитывающее силу реакции, с к-рой действует на частицу её собств. поле излучения. Эта сила реакции исследовалась до возникновения теории относительности Х. А. Лоренцем (1892), релятивистски инвариантное рассмотрение вопроса проведено П. А. М. Дираком (P. A. M. Dirac, 1938). Л.—Д. у. имеет вид (в СГС)

$$mc\frac{du^i}{ds} = \frac{q}{c}F^{ik}u_k + \frac{2q^2}{3c}\left(\frac{d^2u^i}{ds^2} - u^i u^k \frac{d^2u_k}{ds^2}\right), \qquad (1)$$

где u^i — 4-вектор скорости частицы, q и m — её заряд и масса, F^{ik}—тензор внеш. эл.-магн. поля, $ds=cdt\sqrt{1-(v/c)^2}$, v — трёхмерная скорость частицы. В системе отсчёта, в к-рой $v\ll c$, (1) можно записать в виде

$$m\dot{\boldsymbol{v}}=q\boldsymbol{E}+\frac{q}{c}[\boldsymbol{vH}]+\frac{2}{3}\frac{q^2}{c^3}\ddot{\boldsymbol{v}}, \qquad (2)$$

где точка обозначает дифференцирование по времени, $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$ — векторы внешних электрич. и магн. полей. Первые два члена в (2) представляют собой *Лоренца силу*, третий член — силу реакции излучения (называемую также силой торможения излучением или силой радиац. трения). Ур-ния (1) и (2) учитывают, что частица, движущаяся с ускорением, излучает в единицу времени энергию, равную $2q^2\dot{\boldsymbol{v}}^2/3c^3$ (в системе отсчёта, где $\boldsymbol{v}=0$). Из (1) следует выражение, полученное ранее (из условия баланса энергии и импульса) М. Абрагамом (M. Abraham, 1904) для силы торможения излучением, справедливое при любых скоростях частицы:

$$\boldsymbol{f}=\frac{2q^2}{3c^3}\left[\frac{\ddot{\boldsymbol{v}}}{1-\beta^2}+\frac{\boldsymbol{v}(\boldsymbol{v}\ddot{\boldsymbol{v}})}{c^2(1-\beta^2)^2}+\frac{3\dot{\boldsymbol{v}}(\boldsymbol{v}\dot{\boldsymbol{v}})}{c^2(1-\beta^2)^2}+\frac{3\boldsymbol{v}(\boldsymbol{v}\dot{\boldsymbol{v}})^2}{c^4(1-\beta^2)^3}\right], \qquad (3)$$
$$\beta\equiv v/c.$$

В задачах классич. электродинамики сила торможения излучением $2q^2\ddot{\boldsymbol{v}}/3c^3$ мала (в системе покоя частицы) по сравнению с силой Лоренца. Условия малости силы торможения излучением можно записать в виде

$$\lambda\gg r_0,\quad H\ll\frac{q}{r_0^2},\quad E\ll\frac{q}{r_0^2},$$

где $r_0=q^2/mc^2$ — классич. радиус частицы (см. *Классический радиус электрона*), λ — характерная длина волны поля излучения. В области применимости классич. электродинамики эти условия всегда выполняются, т. к. уже при значительно больших длинах волн ($\sim 137\ r_0$) и значительно меньших полях ($\sim q/137\ r_0$) начинают проявляться квантовые эффекты.

В отсутствие внеш. поля ур-ние (2), кроме физически разумного решения $\boldsymbol{v}=\text{const}$, имеет также решение $\boldsymbol{v}=\boldsymbol{v}(t)=\boldsymbol{v}(0)\exp(3mc^3t/2q^2)$, описывающее самоускоряющуюся частицу. Обычно считается [1], что существование таких абсурдных решений Л.—Д. у. указывает на серьёзную и неустранимую внутр. трудность классич. электродинамики, связанную с бесконечностью эл.-магн. массы точечного заряда. Однако ситуация, когда не все решения нек-рого ур-ния имеют физ. смысл, является довольно общей [2]. Напр., из волновых решений ур-ний Максвелла обычно используются только запаздывающие потенциалы, а для описания финитного движения в квантовой механике пригодны только нормируемые решения ур-ния Шрёдингера. Не существует принципиальных затруднений, препятствующих отбору физически разумных решений Л.—Д. у. даже в случаях, когда сила радиац. трения не мала по сравнению с внеш. силой.

Ещё одной, парадоксальной на первый взгляд, особенностью силы радиац. трения является обращение её в нуль при равномерно ускоренном движении. В релятивистской теории равномерно ускоренное движение — это движение, при к-ром ускорение частицы постоянно в сопутствующей (собственной) системе отсчёта. Это означает, что 4-вектор скорости частицы u^i удовлетворяет условию

$$c^4\frac{d^2u^i}{ds^2}=w^2u^i, \qquad (4)$$

где w — инвариантное ускорение, т. е. ускорение в сопутствующей системе отсчёта, в к-рой условию (4) соответствуют соотношения

$$\ddot{\boldsymbol{v}}=0,\quad \dot{\boldsymbol{v}}^2=w^2. \qquad (5)$$

Условия (4) и (5) приводят к исчезновению силы радиац. трения в ур-ниях (1) и (2). Т. к. частица, движущаяся с постоянным инвариантным ускорением, за время t излучает энергию

$$\mathscr{E}=\frac{2q^2}{3c^3}w^2t,$$

то возникает вопрос: как частица может излучать, если радиац. трение равно нулю? Понять, как это происходит, можно, рассмотрев конкретную физ. ситуацию [3]. Релятивистское равноускоренное движение с инвариантным ускорением $w=qE/m$ реализуется в случае движения заряж. частицы вдоль пост. однородного электрич. поля $\boldsymbol{E}$. Пусть поле заключено в объёме между пластинами конденсатора, тогда частица, двигавшаяся с пост. скоростью, попадает в электрич. поле в момент t_1 и покидает его в момент t_2. Т. к. ускорение при этом изменяется скачкообразно (формально), то сила радиац. трения (3) в эти моменты времени обращается в бесконечность (в рамках принятой формализации), причём так, что работа этой силы в точности равна излучённой энергии.

Лит.: 1) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988; 2) Клепиков Н. П., Силы торможения излучением и излучение заряженных частиц, «УФН», 1985, т. 146, с. 317; 3) Гинзбург В. Л., Теоретическая физика и астрофизика, 3 изд., М., 1987. *Ю. П. Степановский.*

ЛО́РЕНЦА — ЛО́РЕНЦА ФО́РМУЛА — связывает показатель преломления n вещества с электронной поляризуемостью $\alpha_{эл}$ составляющих его частиц (атомов, ионов, молекул). Установлена в 1880 Х. А. Лоренцем и независимо от него Л. Лоренцем (L. Lorenz). Л.—Л. ф. имеет вид

$$\frac{n^2-1}{n^2+2}=\frac{4}{3}\pi N\alpha_{эл},$$

где N — число поляризующихся частиц в единице объёма.

Л.—Л. ф. является частным случаем ф-лы Клаузиуса—Моссотти для оптич. частот (видимого и УФ-диапазона), когда смещением ионов под действием электрич. поля излучения можно пренебречь и рассматривать только электронную поляризуемость $\alpha_{эл}$. При этом в Л.—Л. ф. стоит n^2, а в ф-ле Клаузиуса —Моссотти — диэлектрич. проницаемость $\varepsilon=n^2$ (для оптич. диапазона магн. проницаемость $\mu=1$). Подробнее см. в ст. *Клаузиуса—Моссотти формула* и лит. при ней.

ЛО́РЕНЦА — МА́КСВЕЛЛА УРАВНЕ́НИЯ — фундам. ур-ния классич. электродинамики, определяющие микроскопич. эл.-магн. поля, создаваемые отдельными заряж. частицами. Л.—М. у. лежат в основе электронной теории (классич. микроскопич. электродинамики), построенной Х. А. Лоренцем в кон. 19 — нач. 20 вв. В этой теории среда рассматривается как совокупность заряж. частиц (электронов и атомных ядер), движущихся в вакууме. Основной постулат теории Х. А. Лоренца состоит в предположении, что ур-ния классич. электродинамики (*Максвелла уравнения*) точно описывают поля в любой точке пространства (в т. ч. межатомные и внутриатомные поля) в любой момент времени t.

В Л.—М. у. эл.-магн. поле описывается двумя векторами: напряжённостями микроскопич. полей — электрич. $\boldsymbol{e}$ и магн. $\boldsymbol{h}$, иногда обозначаемыми также $\boldsymbol{E}_{микро}$ и $\boldsymbol{H}_{микро}$. Все электрич. токи (за исключением тока смещения) в электронной теории — чисто *конвекционные токи*, т. е. обусловлены движением заряж. частиц. Плотность тока $\boldsymbol{j}=\rho\boldsymbol{v}$, где ρ — плотность заряда, $\boldsymbol{v}$ — его скорость.

В дифференц. форме в *Гаусса системе единиц* Л.—М. у. имеют вид

$$[\nabla\boldsymbol{h}]=\frac{4\pi}{c}\rho\boldsymbol{v}+\frac{1}{c}\frac{\partial\boldsymbol{e}}{\partial t},\quad \nabla\boldsymbol{h}=0,$$
$$[\nabla\boldsymbol{e}]=-\frac{1}{c}\frac{\partial\boldsymbol{h}}{\partial t},\quad (\nabla\boldsymbol{e})=4\pi\rho. \qquad (1)$$

Микроскопич. напряжённости $\boldsymbol{e}$ и $\boldsymbol{h}$ очень быстро меняются во времени и пространстве вблизи элементарных заряж. частиц и не могут быть измерены классич. измерит. приборами. Для описания макроскопич. процессов

прибегают к статистич. методам, к-рые позволяют на основе определённых модельных представлений о строении вещества установить связь между ср. значениями напряжённостей электрич. и магн. полей и усреднёнными значениями плотностей зарядов и токов.

Усреднение микроскопич. величин производится по пространств. и временным интервалам, большим по сравнению с микроскопич. интервалами (порядка размера атомов и времени обращения электронов вокруг ядра), но малым по сравнению с интервалами, на к-рых макроскопич. характеристики эл.-магн. поля заметно меняются (напр., по сравнению с длиной эл.-магн. волны и её периодом). Подобные интервалы наз. физически бесконечно малыми.

Усреднение Л.—М. у. приводит к ур-ниям Максвелла. При этом оказывается, что ср. значение напряжённости электрич. микроскопич. поля $\boldsymbol{e}$ совпадает с напряжённостью электрич. поля $\boldsymbol{E}$ макроскопич. электродинамики: $\langle \boldsymbol{e} \rangle = \boldsymbol{E}$, а ср. значение напряжённости микроскопич. магн. поля $\boldsymbol{h}$ совпадает с вектором магн. индукции $\boldsymbol{B}$ макроскопич. электродинамики: $\langle \boldsymbol{h} \rangle = \boldsymbol{B}$.

В теории Лоренца все заряды разделяются на свободные и связанные (входящие в состав электрически нейтральных атомов и молекул). Можно показать, что макроскопич. плотность связанных зарядов $\rho_{\text{связ}}$ определяется вектором электрич. поляризации $\boldsymbol{P}$ (электрич. дипольным моментом единицы объёма среды):

$$\rho_{\text{связ}} = -\nabla \boldsymbol{P}, \tag{2}$$

а макроскопич. плотность тока связанных зарядов, кроме поляризации $\boldsymbol{P}$, зависит также от намагниченности $\boldsymbol{M}$ (магн. момента единицы объёма среды):

$$\boldsymbol{j}_{\text{связ}} = \frac{\partial \boldsymbol{P}}{\partial t} + c\,[\nabla \boldsymbol{M}]. \tag{3}$$

Векторы $\boldsymbol{P}$ и $\boldsymbol{M}$ являются макроскопич. характеристиками эл.-магн. состояния среды. Вводя два вспомогат. вектора— вектор электрич. индукции

$$\boldsymbol{D} = \boldsymbol{E} + 4\pi \boldsymbol{P} \tag{4}$$

и вектор напряжённости магн. поля

$$\boldsymbol{H} = \boldsymbol{B} - 4\pi \boldsymbol{M}, \tag{5}$$

получают макроскопич. ур-ния Максвелла для эл.-магн. поля в веществе в обычной форме, с плотностью свободных зарядов и связанной с ними плотностью электрич. тока в качестве источников.

Для построения самосогласованной электронной теории Л.—М. у. (1) должны быть дополнены выражением для силы, действующей на заряж. частицы в эл.-магн. поле. Объёмная плотность этой силы (*Лоренца силы*) равна

$$\boldsymbol{f} = \rho \left(\boldsymbol{e} + \frac{1}{c} [\boldsymbol{v}\boldsymbol{h}] \right). \tag{6}$$

Сумма усреднённых значений Лоренца сил, действующих на составляющие тело заряж. частицы, определяет макроскопич. силу, действующую на тело в эл.-магн. поле.

Ур-ния (1) и (6) позволяют объединить ур-ния электродинамики и механики. Напр., в простейшем случае одной частицы, движущейся с нерелятивистской скоростью, ур-ния (1) следует дополнить ур-нием движения:

$$m \ddot{\boldsymbol{r}}_s(t) = \int \rho \left(\boldsymbol{e} + \frac{1}{c} [\boldsymbol{v}\boldsymbol{h}] \right) d\boldsymbol{r}, \tag{7}$$

где $\boldsymbol{r}_s$ — радиус-вектор центра тяжести заряж. частицы с массой m и зарядом $q = \int \rho d\boldsymbol{r}$. Эта система ур-ний ещё не является замкнутой, т. к. остаётся открытым вопрос о модели частицы, к-рая необходима для установления зависимости между скоростью $\boldsymbol{v}_s$ центра тяжести частицы и полем скоростей $\delta \boldsymbol{v}$ внутри частицы относительно её центра тяжести: $\boldsymbol{v} = \boldsymbol{v}_s + \delta \boldsymbol{v}$. Вектор $\delta \boldsymbol{v}(r, t)$ не определён и требует дополнит. сведений о структуре частицы. Для модели частицы в виде твёрдого, равномерно заряженного шарика радиуса a действующую силу можно представить в виде ряда

$$\int \rho \left(\boldsymbol{e} + \frac{1}{c} [\boldsymbol{v}\boldsymbol{h}] \right) d\boldsymbol{r} = \left(-\frac{4}{3} \cdot \frac{3e^2}{5ac^2} \right) \ddot{\boldsymbol{r}}_s + \left(\frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} \right) \dddot{\boldsymbol{r}}_s + \ldots \tag{8}$$

Первый член этого ряда имеет форму произведения ускорения на постоянный коэф., к-рый может быть истолкован как дополнит. масса частицы, обусловленная её зарядом, т. е. как эл.-магн. поправка $m_{\text{эл}}$ к массе частицы:

$$m_{\text{эл}} = \frac{4}{3} \cdot \frac{3}{5} \frac{e^2}{ac^2} = \frac{4}{3} \frac{u}{c^2},$$

где $u = 3e^2/5a$ — эл.-статич. энергия равномерно заряженного по объёму шарика радиуса a. Второй член ряда (8) является не зависящей от модели частицы силой радиац. трения.

Существуют два важных результата, вытекающих из Л.—М. у. и не требующих конкретизации модели заряж. частиц.

Закон сохранения *энергии электромагнитного поля*:

$$\boldsymbol{f}\boldsymbol{v} = -\frac{\partial w}{\partial t} - \nabla \boldsymbol{S}, \tag{9}$$

где $w = (\boldsymbol{e}^2 + \boldsymbol{h}^2)/8\pi$ — плотность энергии эл.-магн. поля, $\boldsymbol{S} = (c/4\pi)[\boldsymbol{e}\boldsymbol{h}]$ — *Пойнтинга вектор*.

Закон сохранения *импульса электромагнитного поля*:

$$\boldsymbol{f} = \nabla T - \frac{\partial}{\partial t} \frac{\boldsymbol{S}}{c^2}, \tag{10}$$

где T — *Максвелла тензор натяжений*,

$$T_{ik} = \frac{1}{4\pi} (e_i e_k + h_i h_k - \delta_{ik} (e^2 + h^2)/2).$$

В модели точечных заряж. частиц, подобных материальным точкам классич. механики, Л.—М. у. вместе с ур-нием движения зарядов приобретают вид

$$\begin{gathered} [\nabla \boldsymbol{h}] - \frac{1}{c} \frac{\partial \boldsymbol{e}}{\partial t} = \frac{4\pi}{c} \sum_i q_i \boldsymbol{v}_i(t)\, \delta(\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}_i(t)), \\ \nabla \boldsymbol{e} = 4\pi \sum_i q_i \delta(\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}_i(t)), \\ [\nabla \boldsymbol{e}] + \frac{1}{c} \frac{\partial \boldsymbol{h}}{\partial t} = 0, \quad \nabla \boldsymbol{h} = 0, \\ m_i \ddot{\boldsymbol{r}}_i = \int \sum_j q_j \delta(\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}_j(t)) \left(\boldsymbol{e} + \frac{1}{c} [\boldsymbol{v}_j \boldsymbol{h}] \right) d\boldsymbol{r}, \end{gathered} \tag{11}$$

где $\delta(\boldsymbol{r})$ — дельта-функция Дирака, $\boldsymbol{r}_i(t)$ и $\boldsymbol{v}_i(t) = d\boldsymbol{r}_i/dt$ — координата и скорость i-й заряж. точки. Эта система ур-ний, однако, не вполне корректна, т. к. в правой части ур-ния движения частиц содержится величина, к-рая в точке нахождения заряж. частицы фактически принимает бесконечное значение. Это не удивительно, поскольку эл.-статич. энергия точечного заряда бесконечна. Поэтому в последнем из ур-ний (11) приходится исключать действие поля данной частицы на саму частицу (т. е. суммировать только по $j \neq i$). Член с $j = i$ можно перенести в левую часть и считать, что соответствующая ему бесконечная эл.-магн. масса вместе с «механич.» массой дают наблюдаемую полную конечную массу частицы (эта идея в квантовой теории поля принимает форму т. н. *перенормировки*).

Подобно системе ур-ний Максвелла, Л.—М. у. допускают релятивистски ковариантную запись, если ввести соответствующие тензоры эл.-магн. микрополя и 4-вектор микроплотности тока.

В *квантовой электродинамике* Л.—М. у.— основа для квантового обобщения эл.-магн. процессов. Здесь $\boldsymbol{e}$ и $\boldsymbol{h}$ становятся операторами, а ρ и $\rho \boldsymbol{v}$ выражаются через операторы полей частиц, взаимодействующих с эл.-магн. полем (напр., электронов). Получаемые при этом

квантовые Л.—М. у. справедливы не как точные ур-ния, связывающие операторы эл.-магн. поля и частиц между собой, а как ур-ния для результатов действия этих операторов на волновые ф-ции реально осуществляющихся состояний системы.

Лит.: Лоренц Г. А., Теория электронов и ее применение к явлениям света и теплового излучения, пер. с англ., 2 изд., М., 1956; Беккер Р., Электронная теория, пер. с нем., Л.— М., 1936; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988. *Е. В. Суворов.*

ЛОРЕНЦ-ИНВАРИА́НТНОСТЬ — то же, что *релятивистская инвариантность*.

ЛОУРЕ́НСИЙ (Lawrencium), Lr,— радиоакт. хим. элемент III группы периодич. системы элементов, получен искусственно, ат. номер 103, относится к *актиноидам*. Известны изотопы Л. с массовыми числами 252—260, из к-рых наиб. устойчивы ^{256}Lr ($T_{1/2}$=31 с) и ^{260}Lr ($T_{1/2}$=3 мин). Впервые о синтезе ядер Л. (радионуклид ^{257}Lr или ^{258}Lr) было сообщено А. Гиорсо (A. Ghiorso) в 1961, однако результаты его опытов во многом противоречивы. Впервые надёжные сведения о свойствах Л. (радионуклида ^{256}Lr) получены Г. Н. Флёровым с сотрудниками в 1965—67. По расчётам, электронная конфигурация трёх внеш. оболочек атома Л. $5s^2p^6d^{10}f^{14}6s^2p^67s^2p$ (возможно, также $5s^2p^6d^{10}f^{14}6s^2p^6d7s^2$), энергия первой ионизации 5,83 эВ. Значение радиуса иона Lr^{3+} 0,092 нм, иона Lr^{2+} — 0,102 нм. Значение электроотрицательности 1,2. Наиб. устойчива степень окисления +3. *С. С. Бердоносов.*

ЛО́УСОНА КРИТЕ́РИЙ — определяет условия возникновения термоядерной реакции в импульсной термоядерной системе: при темп-ре плазмы T в течение времени τ должна сохраняться плотность n, т. е. в системе достигнут коэф. усиления энергии $R(T)$. Это условие фиксировано для каждой конкретной величины коэф. преобразования η термоядерной энергии в электрическую. Так, напр., для высокотемпературной плазмы ($T\geqslant 8$ кэВ) при $\eta=1/3$ $n\tau\geqslant 10^{14}$ см$^{-3}\cdot$с для DT-реакции и $n\tau\geqslant 10^{15}$ см$^{-3}\cdot$с для DD-реакции. Критерий установлен Дж. Д. Лоусоном (J. D. Lawson) в 1957.

Л. к. применим для *термоядерного реактора*, работающего в режиме усилителя мощности с коэф. усиления $R(T)$. Формально из зависимости $R(T)$, выведенной Дж. Д. Лоусоном, можно получить критерий зажигания самоподдерживающейся термоядерной реакции, если принять $R(T)=E_я/E_\alpha$ для DT-плазмы, где $E_я$ — полная энергия, выделяющаяся в термоядерной реакции, а E_α — энергия, выделяющаяся в виде α-частиц, остающихся в плазме. О графич. представлении Л. к. и его практич. применении см. в статьях *Управляемый термоядерный синтез*, *Термоядерный реактор*.

Лит.: Lawson J. D., Some criteria for a power producing thermonuclear reactor, «Proc. of the Phys. Soc., Sec. B», 1957, v. 70, pt. 1, p. 6; см. также лит. при ст. *Зажигания критерий*. *В. И. Пистунович.*

ЛО́ШМИДТА ПОСТОЯ́ННАЯ (Лошмидта число) ($N_·$, $N_Л$) — число молекул (или атомов в случае атомарного газа) в 1 см^3 вещества, находящегося в состоянии *идеального газа* при давлении p=101 325 Па (1 атм) и темп-ре T=273,15 К (0° С) (в т. н. нормальных условиях). Л. п. $N_Л=N_A/V_m\approx 2{,}68\cdot 10^{19}$ см$^{-3}$, где N_A — *Авогадро постоянная*, V_m — объём 1 моля идеального газа в нормальных условиях, равный (22413,83±0,70) см^3 (на 1980). Названа в честь Й. Лошмидта (J. Loschmidt). В зарубежной научной литературе Л. п. иногда наз. число молекул (атомов) в 1 моле вещества, т. е. постоянную Авогадро, а постоянную Авогадро — числом Лошмидта.

ЛУНА́ — естественный спутник Земли. Л. обращается вокруг Земли по эллиптич. орбите с эксцентриситетом 0,05490 и большой полуосью, равной ср. расстоянию от Земли — 384 400 км. Наиб. расстояние от Земли в апогее 405 500 км, наименьшее в перигее 363 300 км. Барицентр системы Земля—Луна находится на расстоянии 4670 км от центра масс Земли. Плоскость орбиты Л. наклонена к плоскости эклиптики на угол 5°08′43″,4. Ср. скорость движения Л. по орбите 1,023 км/с (3683 км/ч). Суточная скорость видимого движения Л. среди звёзд 13,2°. Период орбитального движения Л. 27,32166 сут (сидерический месяц) и равен периоду осевого вращения. Благодаря этому равенству к Земле постоянно обращено одно и то же полушарие Л. Смена фаз Л. происходит с периодом 29,53059 сут (синодический месяц). Экватор Л. имеет пост. наклон к плоскости эклиптики 1°32′47″. Неравномерность орбитального движения при пост. скорости осевого вращения Л. приводит к явлению либрации по долготе с наибольшим значением 7°54′. Наклон плоскости экватора Л. к плоскости её орбиты вызывает либрации по широте с наиб. значением 6°50′. Благодаря либрациям с Земли наблюдается 59% поверхности Л. Периодически вблизи фазы полнолуния Л. оказывается частично или полностью в конусе земной тени и происходят лунные затмения.

Геом. фигура Л. близка к сфере, ср. радиус к-рой 1738,0 км. Угл. радиус видимого диска Л. (на ср. расстоянии от Земли) 31′05″,16. Площадь поверхности и объём Л. соответственно $3{,}796\cdot 10^7$ км^2 и $2{,}199\cdot 10^{10}$ км^3. Масса Л. равна 1/81,30 массы Земли, т. е. $7{,}35\cdot 10^{25}$ г. Ср. плотность лунных пород 3,343 г/см^3. Неоднородности плотности лунных недр проявляются через аномалии в гравитац. поле Л. При общей нецентральности гравитац. поле Л. обладает местными аномалиями, вызывающими деформацию эквипотенциальных поверхностей. Наиб. крупные аномалии — масконы — имеют местный избыток масс ок. $2{,}0\cdot 10^{-7}$ массы Л.

Тёмные области на поверхности Л. условно наз. морями, светлые — материками. Общая площадь морских образований на поверхности Л. 16,9%. Осн. моря сосредоточены в пределах видимого полушария Л., что согласуется с разной мощностью коры на видимом и обратном полушариях. В масштабах всей Л. разность ср. уровней материков и морей достигает 2,3 км, в пределах видимого полушария это значение составляет 1,4 км. Круговые моря, связанные с масконами, располагаются в среднем на 1,3 км ниже уровня морей неправильной формы и на 4,0 км ниже ср. уровня материков. Осн. формой рельефа являются кольцевые структуры разл. размеров — кратеры ударного происхождения. Общее распределение числа кратеров (на единице площади) по размерам описывается степенной ф-цией. Следы тектонич. процессов зафиксированы в виде линейных структур в осн. типа разломов, борозд и складок. Поверхностный слой вещества Л.— реголит — представляет собой рыхлый покров раздробленных пород, состоящий из фрагментов различной крупности (величины), включая тонкую пылевидную фракцию. Средняя толщина слоя реголита 2—3 м.

Минералогич. состав лунных пород близок к земным породам типа базальтов, норитов и анортозитов. Основными породообразующими минералами, как и на Земле, являются пироксен, плагиоклаз, ильменит и оливин. При общем сходстве с земными лунные породы заметно отличаются по содержанию отд. окислов в базальтах, в частности железа (более 25%) и титана (до 13%). Нек-рые образцы базальтовых и норитовых пород имеют повышенное содержание калия, редкоземельных элементов и фосфора (т. н. криповые породы). Моря сложены породами базальтового типа. Материки состоят из пород анортозитового ряда. От морских базальтов и норитов (неморских базальтов) анортозиты отличаются более высоким содержанием окислов алюминия (до 35%) и кальция (до 20%). Содержание окислов железа и титана в этих породах существенно ниже. Плотность светлых материковых пород анортозитового состава меньше ср. плотности

Л. и составляет ок. 2,9 г/см³. Плотность морских базальтов 3,3 г/см³, т. е. практически совпадает со ср. плотностью Л. Это означает, что лёгкие анортозитовые породы образуют тонкую внеш. оболочку — лунную кору, а морские базальты имеют прямую связь с глубинным веществом недр.

Естественная сейсмичность недр Л. относительно невелика. Выделение полной сейсмич. энергии в теле Л. менее 10^{15} эрг в год, что в 10^9 раз меньше, чем на Земле. Ср. магнитуда колебаний не превышает 2 балла по шкале Рихтера. Сейсмометры на поверхности позволяют фиксировать от 600 до 3000 лунотрясений в год. Согласно активным сейсмическим экспериментам и изучению характера распространения объёмных волн при глубокофокусных лунотрясениях, недра Л. делятся на неск. зон. Самая верх. зона, имеющая на видимой стороне мощность (толщину) ок. 60 км, а на обратной — ок. 100 км, отождествляется с лунной корой. Скорость продольных волн во втором слое мощностью ок. 250 км лежит в пределах от 7,8 до 8,1 км/с. Основными составляющими этого слоя — верх. мантии — могут быть оливин и пироксен. Третья зона — ср. мантия — имеет мощность ок. 500 км. Характерным для неё является уменьшение скорости поперечных волн до 3,6—4,0 км/с. По-видимому, морские базальты возникли в результате частичного плавления пород в этой зоне. Ниж. область ср. мантии на глубинах 600—800 км включает очаги глубокофокусных лунотрясений. Четвёртая зона — ниж. мантия — отличается полным исчезновением поперечных волн, что может объясняться частично расплавленным состоянием пород. Следовательно, на глубине ок. 800 км кончается твёрдая оболочка — литосфера — и начинается лунная астеносфера, вероятная темп-ра верх. части к-рой оценивается значением ок. 1200 К. На глубине 1380—1570 км резко уменьшается скорость продольных волн, что выделяет границу пятой зоны — ядра. В предположении полного расплава вещества этой части лунных недр расчёты дают величину скорости продольных волн ок. 5 км/с. В качестве предварительной гипотезы выдвигается модель ядра, состоящего из сульфида железа, с массой не более 1% массы всей Л.

Критич. скорость для Л. 2,38 км/с, первая космическая — 1,68 км/с. В большинстве случаев скорости теплового движения газовых частиц превышают эти значения, поэтому газы либо покидают окололунное пространство, либо рассеиваются на большие расстояния от поверхности Л. Газовая оболочка — атмосфера Л. — находится в сильно разреженном состоянии и по своим физ. свойствам аналогична условиям в земной экзосфере. Осн. компонентами являются водород, гелий, неон и аргон в сильно ионизированном состоянии. Наиб. плотность газовой оболочки наблюдается в ночное время и в пересчёте на плотность у поверхности соответствует суммарной концентрации ионов газов ок. $2 \cdot 10^5$ см$^{-3}$. В дневное время концентрация газов падает до 10^4 см$^{-3}$. Эта величина составляет $\sim 10^{-13}$ концентрации молекул газов в земной атмосфере, но на три-четыре порядка выше концентрации частиц в *солнечном ветре* на расстоянии 1 а. е. от Солнца.

Л. практически не обладает глобальным магн. полем дипольной природы и является немагнитной, сравнительно непроводящей и холодной диэлектрич. сферой, поглощающей плазму солнечного ветра и потоки энергичных частиц, свободно падающих на её поверхность. Обтекая Л., солнечный ветер образует тень плазмы, протяжённость к-рой изменяется в зависимости от взаимной ориентации направления солнечного ветра и силовых линий межпланетного магн. поля. Величина глобального магн. поля на поверхности Л. не превышает 0,5 гамм. Напряжённость местного магн. поля, объясняемого в осн. палеомагнетизмом, может достигать в отд. случаях 100—300 гамм на материке, от 43 до 103 гамм в районах переходного типа и от 40 до 3—6 гамм в морских районах.

По оценкам, основанным на наземных наблюдениях метеоритного вещества в околоземном пространстве, общий поток падающих на Л. твёрдых тел с массами от 10^{-14} г (микрометеориты) до 10^{18} г (крупные метеориты и астероиды) составляет ок. $4 \cdot 10^{-16}$ г·см$^{-2}$·с$^{-1}$. Осн. массу составляют микрометеориты, падающие постоянно со скоростью ок. 25 км/с. По данным непосредственных измерений на поверхности Л., плотность потока этих частиц составляет $2 \cdot 10^{-8}$ см$^{-2}$·с$^{-1}$. Наличие пост. фона избыточной яркости в УФ- и видимой областях спектра, обнаруженного по наблюдениям непосредственно на поверхности, указывает на существование над поверхностью Л. разреженного пылевого облака толщиной ок. 10^3 км, при размерах частиц 70 мкм и концентрации порядка $7 \cdot 10^{-10}$ см$^{-3}$, что в 10^4—10^5 раз превышает концентрацию пылевых частиц в межпланетном пространстве.

Отражающая поверхность покровного вещества Л. имеет уникальные оптич. свойства. Индикатриса отражения Л. сильно вытянута в сторону источника света. Максимум яркости поверхности Л. достигается при совпадении направлений падающего и отражённого наблюдаемого лучей. Для условий наблюдения с Земли это соответствует фазе полнолуния. Визуальная звёздная величина Л. в истинное полнолуние составляет ок. $-12{,}91^m$. Геом. альбедо 0,147, сферич. альбедо 0,075. Ср. отражательная способность всей лунной поверхности 12,44%, материковых областей 13,45%, морских областей 7,30%. Поверхностный слой Л. по своим оптич. свойствам в большой степени однороден. Отражённый Л. поток излучения частично поляризован. Максимум поляризации лунного света наступает при фазовых углах 100—110° и достигает степени поляризации для всего освещённого диска примерно 6—8%. Максимум отражённого излучения Л. приходится на длину волны примерно 0,6 мкм, т. е. по сравнению с солнечным светом имеет несколько красноватый оттенок. Степень покраснения варьирует в зависимости от типа поверхности. Максимум собственного излучения Л. приходится на область 7 мкм. Темп-ра поверхности в подсолнечной точке достигает 400 К. К концу лунной ночи поверхность остывает до 100 К.

Вопросы образования и ранней истории Л. окончательно ещё не решены. Нет полной ясности относительно того, где сформировалась Л. как самостоятельное небесное тело. Нек-рые особенности хим. состава лунных пород позволяют предположить, что Л. и Земля образовались в одной и той же зоне Солнечной системы, но не были в прошлом единым целым. Гипотеза отделения Л. от Земли и гипотеза захвата Л. Землёй встречаются со многими трудностями. На самой ранней стадии существования Л. (4,3—4,6 млрд. лет назад) произошла глобальная магматич. дифференциация, в результате к-рой сформировались кора и верх. мантия Л. при весьма интенсивной метеоритной бомбардировке. Большинство крупных материковых кратеров и огромные впадины — лунные бассейны — появились именно в эту эпоху. Завершающая стадия образования гигантских впадин, ставших впоследствии на видимом полушарии морями, совпала с выплавлением и кристаллизацией на поверхности пород норитового состава. Процесс раннего лунного вулканизма, породивший базальтовое покрытие лунных морей, имел два всплеска активности недр. Первый завершился выплавлением базальтов со ср. возрастом 3,7 млрд. лет. Второй связан с выплавлением из недр базальтов со ср. возрастом 3,2 млрд. лет. Следующие два млрд. лет являются временем полного постепенного затухания лунного вулканизма и отвердения пород верх. и ср. мантии на глубину в несколько сотен км. Метеоритная бомбардировка

превратилась в осн. фактор формирования совр. рельефа Л.

Лит.: Рускол Е. Л., Происхождение Луны, М., 1975; Галкин И. Н., Геофизика Луны, М., 1978; Сагитов М. У., Лунная гравиметрия, М., 1979; Шевченко В. В., Современная селенография, М., 1980; его же, Луна и ее наблюдение, М., 1983.

В. В. Шевченко.

ЛУ́ПА — оптич. система, состоящая из линзы или неск. линз, предназначенная для увеличения и наблюдения мелких предметов, расположенных на конечном расстоянии. Наблюдаемый предмет OO_1 (рис. 1) помещают от Л. на расстоянии, немного меньшем её фокусного расстояния f (FF' — фокальная плоскость). В этих условиях Л. даёт прямое увеличенное и мнимое изображение $O'O'_1$ предмета. Лучи от изображения $O'O'_1$ попадают в глаз под углом α, бо́льшим, чем лучи от самого предмета (угол φ); этим и объясняется увеличивающее действие Л.

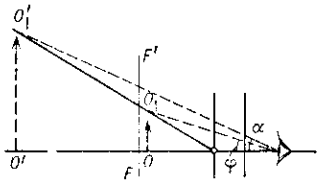


Рис. 1. Схема оптической системы лупы.

Осн. характеристиками Л. являются видимое увеличение Г, линейное поле $2y$ в пространстве предметов и диаметр выходного зрачка. Видимым увеличением Л. наз. отношение тангенса угла, под к-рым виден предмет через Л. ($\mathrm{tg}\,\alpha$), к тангенсу угла, под к-рым наблюдается предмет невооружённым глазом ($\mathrm{tg}\,\varphi$): $\Gamma=\mathrm{tg}\,\alpha/\mathrm{tg}\,\varphi=250/f$ (250 мм — расстояние наилучшего видения). В зависимости от конструкции Л. могут иметь увеличение от 2 до 40—50. Обычно диаметр Л. $D_л$ бывает больше диаметра глаза $D_{гл}$, поэтому выходным зрачком системы лупа — глаз является зрачок глаза. В большинстве случаев в передней фокальной плоскости Л. нет полевой диафрагмы, поэтому поле Л. резко не ограничивается. Оправа Л. является виньетирующей. Угл. поле Л. $2y$ в пространстве изображений при отсутствии *виньетирования* определяется лучом, идущим через верх. край Л. и верх. край глаза (рис. 2), т. е. $\mathrm{tg}\,\omega'=(D_л-D_{гл})/2t'$, где t' — расстояние от Л. до глаза. Соответствующее линейное поле Л. в пространстве предметов $2y=f(D_л-D_{гл})/t'$.

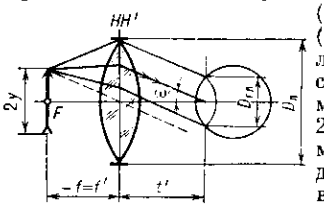


Рис. 2. Схема для определения линейного поля лупы.

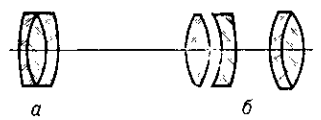


Рис. 3. Виды луп.

Характеристики Л. зависят от её оптич. системы. Л. в виде одиночных линз имеют увеличение до 5—7×, линейное поле с удовлетворительным качеством изображения для такой Л. не превышает $0{,}2f'$. Усложнение оптич. системы Л. улучшает её характеристики и даёт возможность исправлять аберрации. Так, напр., апланатическая лупа Штейнгеля (рис. 3, *а*), состоящая из двояковыпуклой линзы из крона (см. *Оптическое стекло*) и двух отрицат. флинтовых менисков, имеет увеличение до 6—15× и угл. поле до 20°. Наиболее совершенные Л. из четырёх линз (рис. 3, *б*) имеют увеличение 10—44×, угл. поле 80—100° и устраняют астигматизм.

Лит.: Теория оптических систем, 2 изд., М., 1981.

ЛУЧ — понятие *геометрической оптики* (световой Л.) и *геометрической акустики* (звуковой Л.), обозначающее линию, вдоль к-рой распространяется поток энергии волны, испущенной в определ. направлении источником света или звука. В каждой точке Л. ортогонален волновому фронту. В однородной среде Л.— прямая. В среде с плавно изменяющимися оптич. (или акустич.) характеристиками Л. искривляется, причём его кривизна пропорц. градиенту показателя преломления среды. При переходе через границу, разделяющую две среды с разными показателями преломления, Л. преломляется, согласно *Снелля закону* преломления. Понятием Л. пользуются только в пределах применимости геом. оптики, т. е. в сильно рассеивающих средах, при наличии дифракции его не используют. Термин «Л.» употребляется также для обозначения узкого пучка частиц (напр., электронный Л.).

ЛУЧЕВА́Я О́ПТИКА — то же, что *геометрическая оптика*.

ЛУЧЕВА́Я ПРО́ЧНОСТЬ — способность среды или элемента *силовой оптики* сопротивляться необратимому изменению оптич. параметров и сохранять свою целостность при воздействии мощного оптич. излучения (напр., излучения лазера). Л. п. при многократном воздействии часто наз. лучевой стойкостью. Л. п. определяет верх. значение предела работоспособности элемента силовой оптики. Понятие Л. п. возникло одновременно с появлением мощных твердотельных лазеров, фокусировка излучения к-рых в объём или на поверхность среды приводила к её оптическому пробою. Л. п. численно характеризуется порогом разрушения (порогом пробоя) q^x — плотностью потока оптич. излучения, начиная с к-рой в объёме вещества или на его поверхности наступают необратимые изменения в результате выделения энергии за счёт линейного (остаточного) или нелинейного поглощения светового потока, обусловленного многофотонным поглощением, ударной ионизацией или возникновением тепловой неустойчивости. Первые два механизма реализуются в прозрачных средах, лишённых любого вида поглощающих неоднородностей, а также при микронных размерах фокальных пятен или предельно малых длительностях импульсов излучения. При этом Л. п. достигает очень больших значений $\sim10^{10}$—10^{13} Вт/см^2. При значит. размерах облучаемой области оптич. пробой обусловлен тепловой неустойчивостью среды, содержащей линейно или нелинейно поглощающие неоднородности (ПН) субмикронных размеров. Рост поглощения в окружающей микронеоднородность матрице связан с её нагревом ПН. При этом в материалах с малой шириной запрещённой зоны увеличивается концентрация свободных электронов, а в широкозонных диэлектриках происходит термич. разложение вещества. Распространяющаяся по веществу волна поглощения, инициированная неоднородностью, приводит к быстрому росту размеров поглощающего дефекта до критич. величины, при к-рой образуются макроскопич. трещины. Тепловая неустойчивость в реальных оптич. средах в широких световых пучках возникает при энергетич. освещённости в пределах 10^6—10^7 Вт/см^2 для импульсов длительностью больше 10^{-5} с. С уменьшением длительности импульса Л. п. возрастает вследствие нестационарности нагрева неоднородностей. Л. п. резко увеличивается при уменьшении размеров облучаемой области из-за уменьшения вероятности попадания ПН в световой пучок (рис. 1). При диаметрах светового пятна больше 1 мм Л. п. обычно выходит на пост. уровень. В любых режимах воздействия лазерного излучения на среду Л. п. зависит от энергии связи

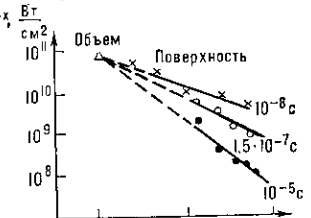


Рис. 1. Изменение порога пробоя поверхности стекла К8 в зависимости от размеров облучаемого пятна d при трёх длительностях импульса неодимового лазера.

(ширины запрещённой зоны) кристаллов и степени связности полимерного каркаса стёкол (рис. 2). Порог разрушения среды с температурной зависимостью коэф. поглощения вида $\varkappa(T)=\varkappa_0\exp(-T^{\chi}/T)$ определяется по ф-ле

$$q^{\chi}(R)=\frac{T^{\chi}\chi}{\alpha(R)\,R}\left[\ln\frac{\varkappa_0 R}{\alpha(R)}\right]^{-1},$$

где R — размер неоднородности, $\alpha(R)$ — поглощательная способность неоднородности, χ — теплопроводность матрицы, T^{χ} — характерная для конкретного материала темп-ра. Так, напр., для полупроводников, прозрачных в ИК-области спектра, $\varkappa_0\simeq10^4$ см$^{-1}$, а T^{χ} равна половине ширины запрещённой зоны, выраженной в градусах. Для диэлектриков, прозрачных в видимой области, $\varkappa_0$ и T^{χ} — формальные параметры, описывающие температурный рост поглощения за счёт термич. разложения материала. Измеренные значения T^{χ} и $\varkappa_0$ для нек-рых материалов приведены в таблице. Разрушение материалов, содержащих поглощающие технол. дефекты микронных размеров, не связано со стадией тепловой неустойчивости, а обусловлено возникновением трещин за счёт термонапряжений в окрестности дефекта. Л. п. таких материалов составляет 10^3—10^6 Вт/см^2. Поскольку Л. п. зависит от размера ПН, она перестаёт быть определ. величиной, если в среде содержатся ПН разного размера, и характеризуется вероятностью пробоя в данных условиях (рис. 3). Для матем. описания пробоя в этом случае используют статистич. методы. Л. п. элементов силовой оптики из металлов также ограничивается присутствием ПН, инициирующих локальное плавление и испарение поверхности. С наличием неоднородности часто связано возбуждение поверхностных электромагнитных волн и локализованных плазмонов, вследствие чего падает коэффициент отражения металла и резко возрастает скорость нагрева поверхности.

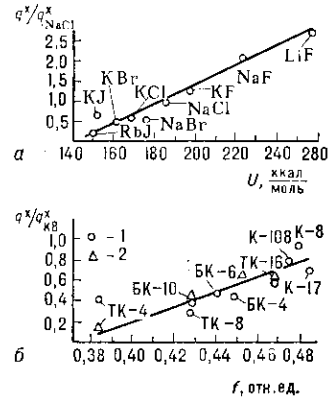


Рис. 2. Относительный порог разрушения щёлочно-галоидных кристаллов и стёкол в зависимости от энергии связи U кристаллической решётки и степени связности кремнекислородного каркаса f: $а$ — импульс длительностью 30 пкс, d=6,6 мкм, фокусировка в объём; $б$ — импульс длительностью $2\cdot10^{-3}$ с, d=300 мкм, фокусировка в объём (1) и импульс длительностью 10^{-5} с, d=300 мкм, фокусировка на поверхность (2).

	Стекло К8	Плавленый кварц	Двуокись титана
T^{χ}, К	$38\cdot10^3$	$72\cdot10^3$	$14,5\cdot10^3$
$\varkappa_0$, см$^{-1}$	10^{10}	$4\cdot10^{21}$	$3\cdot10^7$
Температурный интервал, °С	1500—1700	2400—2600	1200—1800

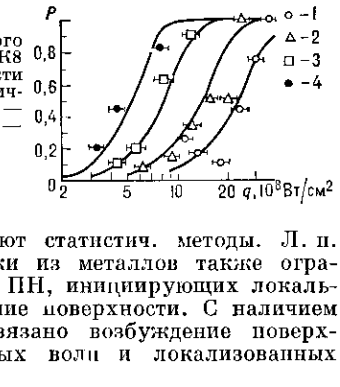


Рис. 3. Вероятность оптического пробоя поверхности стекла К8 в зависимости от плотности светового потока при различных площадях пятен S: *1* — S=1,8 мм^2; *2* — 7,3 мм^2; *3* — 30 мм^2; *4* — 120 (130) мм^2.

Лит.: Данилейко Ю. К. и др., Поверхностное разрушение кристаллов, рубина лазерным излучением, «ЖЭТФ», 1970, т. 58, с. 31; Алешин И. В. и др., Оптический пробой прозрачных сред, содержащих микронеоднородности, «ЖЭТФ», 1976, т. 70, с. 1214; Либенсон М. Н., Плазменно-химическая модель оптического пробоя прозрачных диэлектриков, «Письма в ЖТФ», 1977, т. 3, с. 446; Бессараб А. В. и др., Статистические закономерности поверхностного разрушения оптического стекла под действием широких пучков лазерного излучения, «Квантовая электроника», 1977, т. 4, № 2, с. 328; Глебов Л. Б. и др., Новые представления о собственном оптическом пробое прозрачных диэлектриков, «ДАН СССР», 1986, т. 287, № 5, с. 1114.

Н. А. Имас.

ЛУЧЕВА́Я СКО́РОСТЬ астрономического объекта (v_r) — составляющая его пространственной скорости вдоль луча зрения (скорость изменения расстояния между объектом и наблюдателем). Оценки Л. с. служат важнейшим источником информации о физ. и кинематич. характеристиках астр. объектов и их систем, а в случае достаточно удалённых галактик — и о расстояниях до них (см. *Расстояний шкала* в астрономии).

Измерение Л. с. в астрономии опирается почти исключительно на *Доплера эффект*, связывающий значение v_r с характеристикой спектра объекта — параметром смещения $z=(\lambda_0-\lambda_e)/\lambda_e$, где λ_0 — длина волны к.-л. детали спектра (обычно узкой линии) в системе отсчёта наблюдателя, λ_e — длина волны этой детали в системе отсчёта источника. При $v_r\ll c$ (c — скорость света) справедливо линейное соотношение $v_r/c\approx z$. В общем случае зависимость v_r от z имеет более сложный вид (см. *Красное смещение*).

В принципе возможно восстановление распределения пространственных скоростей объектов по заданному распределению их Л. с. при условии, что первое распределение, даже будучи неизотропным, сохраняет свой вид в разл. точках пространства (В. А. Амбарцумян, 1935). На практике это применимо лишь к окрестности Солнца в Галактике. Л. с. ближайших к Солнцу звёзд составляют десятки км/с, они обусловлены хаотич. движением звёзд относительно систематич. (среднего) движения — дифференц. вращения Галактики (на расстоянии Солнца от центра Галактики скорость вращения $\approx$250 км/с). По контурам линий в спектрах звёзд, зависящим от лучевых скоростей атомов, удаётся рассчитать также (при соответствующих предположениях) полную скорость теплового и турбулентного движений атомов в звёздных атмосферах и сделать вывод о возможных упорядоченных движениях (напр., истечении вещества или круговом движении в газовом диске). Осевое *вращение звёзд* вызывает характерное «тарелкообразное» уширение спектральных линий (Г. А. Шайн, О. Струве, 1929); измеренная на основании этого эффекта экваториальная скорость вращения звёзд достигает $\approx$400 км/с.

В интегральных спектрах звёздных систем (шаровых *звёздных скоплений*, центральных областей галактик и др.) ширина линий определяется дисперсией скоростей звёзд вдоль луча зрения. Знание дисперсии скоростей в изолированных системах позволяет на основании *вириала теоремы* оценить массу систем (А. Эйнштейн, 1921). Анализируя изменения Л. с. по видимым в проекции дискам галактик, можно определить характеристики вращения галактик и тем самым — радиальное распределение массы в них. Аналогичным образом, путём анализа эмиссионного спектра отд. участков объекта, изучается кинематика газовых туманностей.

Согласно *Хаббла закону* (1929), смещение z линий в спектрах достаточно удалённых галактик связано с расстоянием до них D соотношением $z\approx(H_0/c)\cdot D$, где $H_0\approx75$ км/(с·Мпк) — параметр Хаббла. Механизм этого т. н. красного смещения связывают с эф-

фектом Доплера. При этом из ф-лы Хаббла следует линейное соотношение между Л. с. и расстоянием до галактики: $v_r \approx H_0 D$, интерпретируемое в рамках нестационарной космологич. модели (А. А. Фридман, 1922) как локальное следствие общего расширения Вселенной (см. *Космология*). *В. Ю. Теребиж.*

ЛУЧИ́СТОЕ РАВНОВЕ́СИЕ в з в ё з д а х — термин, широко используемый в теории строения звёзд для обозначения механич. равновесия всей звезды (или отдельных её частей) в условиях, когда энергия переносится только излучением (см. *Перенос излучения*).

Распространение излучения в звёздном веществе описывается ур-нием переноса, к-рое устанавливает баланс между изменением интенсивности излучения во времени и пространстве и процессами испускания, поглощения и рассеяния фотонов. В самом общем виде уравнение переноса, учитывающее все особенности этих процессов, приходится решать лишь для самых внеш. разреженных слоёв звезды (для *звёздных атмосфер*), где формируется спектральный состав покидающего звезду излучения. В глубоких внутр. слоях звезды, где сосредоточена осн. часть её массы, с огромной точностью применимо более простое (асимптотич.) решение ур-ния переноса в приближении лучистой теплопроводности.

Во внеш. слоях полностью равновесной звезды обычно отсутствуют к.-л. источники энергии и поэтому Л. р. любого элементарного объёма звёздного вещества означает равенство между значениями поглощённой и излучённой в единицу времени лучистой энергии. В противном случае происходило бы нагревание или охлаждение звёздного вещества и характеристики звезды изменялись бы со временем. Для самых внешних слоёв звезды, к-рые в первом приближении можно считать плоскопараллельными, из равенства между поглощаемой и излучаемой энергиями следует постоянство абс. величины вектора потока лучистой энергии $\boldsymbol{H}$ в пространстве, поскольку вещество звезды лишь передаёт энергию от внутр. слоёв к наружным, переизлучая её и оставаясь при этом в стационарном состоянии. Для сферически-симметрич. звезды постоянство H при заданном его значении и дополнит. заданных значениях полной массы и радиуса звезды, а также хим. состава её внеш. слоёв позволяет с помощью ур-ния гидростатич. равновесия рассчитать строение атмосферы звезды и спектр испускаемого ею излучения. Конкретные значения H и радиуса звезды (с заданными полной массой и хим. составом) находятся из решения задачи о строении всей звезды (т. е. путём построения модели звезды; см. *Моделирование звёзд*).

Внутри звёзд происходит интенсивное освобождение энергии в *термоядерных реакциях*. При Л. р. звёздных недр поглощаемая лучистая энергия уже не равна в точности испускаемой: излучённая энергия немного превышает поглощённую — ровно настолько, чтобы отвести излишек энергии, выделенной в термоядерных реакциях. В результате абс. величина $\boldsymbol{H}$ уже не постоянна, как во внеш. слоях звезды, а изменяется с расстоянием от центра звезды: дивергенция $\boldsymbol{H}$ ($\operatorname{div}\boldsymbol{H}$) в точности равна энергии, выделяемой посредством термоядерных реакций в единицу времени в единице объёма. При этом звезда находится одновременно как в механич. равновесии (баланс между силами давления и силами гравитации), так и в тепловом равновесии (точное равенство между скоростями выделения и отвода энергии).

На определ. стадиях *эволюции звёзд* (относительно коротких по времени) термоядерные реакции оказываются неэффективными, но звёзды всё же светят за счёт запасов тепловой и гравитационной энергий. В таких условиях звезда находится лишь в механическом, но не в тепловом равновесии. Поток лучистой энергии оказывается непостоянным, вообще говоря, не только в недрах звезды, но и в её поверхностных слоях.

Матем. формулировка Л. р. основывается на общем ур-нии сохранения энергии, вытекающем из *первого начала термодинамики*:

$$\frac{d\mathcal{E}}{dt} + p\frac{dV}{dt} = -\frac{1}{\rho}\operatorname{div}\boldsymbol{F} + \varepsilon, \qquad (1)$$

где $\mathcal{E}$ и p — суммарные уд. энергия и давление вещества и излучения соответственно, $V=1/\rho$ — уд. объём, ρ — плотность вещества, $\boldsymbol{F}$ — полный поток энергии, ε — уд. энерговыделение ($\varepsilon\rho$ — энерговыделение единицы объёма), d/dt — полная (субстанциональная) производная по времени. Состояние Л. р. соответствует тому случаю, когда вместо $\boldsymbol{F}$ в (1) можно подставить поток лучистой энергии $\boldsymbol{H}$. Связь между $\boldsymbol{H}$ и физ. параметрами среды (темп-рой, плотностью и др.) устанавливается ур-нием переноса излучения. Напр., в широко используемом в теории внутр. строения звёзд приближении лучистой теплопроводности

$$\boldsymbol{H} = -\frac{4\sigma}{3\varkappa\rho}\operatorname{grad}(T^4), \qquad (2)$$

где σ — *Стефана — Больцмана постоянная*, а $\varkappa$ — *непрозрачность* звёздного вещества, зависящая, вообще говоря, от T и ρ (непрозрачность определяет ср. длину пробега фотонов $l=1/\varkappa\rho$). Случаю полного (теплового и механич.) равновесия звезды соответствует равенство нулю производных по времени в левой части (1). При отсутствии теплового равновесия эти производные уже не равны нулю и левая часть (1) фактически определяет закон выделения тепловой и гравитационной энергий. Особенно большое значение такой источник энергии приобретает на стадиях эволюции, предшествующих включению термоядерных реакций горения водорода (перед выходом звезды на гл. последовательность *Герцшпрунга — Ресселла диаграммы*), когда он действует по всему объёму звезды. Его роль очень велика также во внеш. слоях звёзд в случае *аккреции* на них вещества (напр., в *тесных двойных звёздах*).

Л. р. нарушается, когда становятся эффективными способы передачи энергии, отличные от переноса излучения, либо когда отсутствует механич. равновесие звезды. Осн. конкурирующим с излучением механизмом переноса энергии является *конвекция*. Если градиент темп-ры достаточно большой, то Л. р. оказывается конвективно неустойчивым и в звезде возникают области, в к-рых энергия переносится конвективными токами. Такие области наз. зонами конвективного равновесия. У массивных звёзд гл. последовательности с массой $M \geqslant M_\odot$ имеются конвективные ядра, а у звёзд с массой $M \leqslant M_\odot$ ($M_\odot = 1{,}99\cdot10^{30}$ кг — масса Солнца) конвективные ядра отсутствуют и внутр. слои находятся в Л. р., но возникают конвективные оболочки. Имеются также звёзды с конвективными ядром и оболочкой, разделёнными промежуточной зоной Л. р. (примером могут служить красные гиганты).

В плотном веществе *белых карликов* осн. механизмом передачи энергии оказывается не перенос излучения, а теплопроводность *вырожденного газа* электронов. При этом, в отличие от случая конвекции, ур-ния, описывающие строение звезды, не претерпевают принципиальных изменений по сравнению со случаем Л. р., поскольку полный поток энергии $\boldsymbol{F}$ в (1), равный сумме потоков лучистой энергии и энергии, переносимой электронной теплопроводностью, можно формально записать в виде (2), подобрав соответствующим образом выражение для $\varkappa$.

При отсутствии механич. равновесия (что имеет место в нестационарных звёздах: новых, сверхновых, вспыхивающих и др.) энергия в основном переносится в результате макроскопич. движения звёздного вещества, в частности посредством распространения звуковых и *ударных волн*.

Понятие Л. р. часто применяется и к вращающимся звёздам [ур-ния (1) и (2) справедливы и в этом случае]. Однако следует учитывать, что, согласно теореме фон Цейпеля (1924), ур-ния Л. р. (1), (2) с $F=H$, вообще говоря, не совместны с ур-нием гидростатич. равновесия вращающейся звезды (если только не подобран спец. образом закон изменения угл. скорости с расстоянием от оси вращения). Поэтому в общем случае во вращающейся звезде должны возникать макроскопич. потоки вещества, вносящие дополнит. вклад в полный поток энергии F (меридиональная циркуляция).

Лит.: Франк-Каменецкий Д. А., Физические процессы внутри звезд, М., 1959; Соболев В. В., Курс теоретической астрофизики, 3 изд., М., 1985; Тассуль Ж.-Л., Теория вращающихся звёзд, пер. с англ., М., 1982.

Д. К. Надёжин.

ЛУЧИ́СТЫЙ ПОТО́К — то же, что *поток излучения*.

ЛУЧИ́СТЫЙ ТЕПЛООБМЕ́Н (радиационный теплообмен) — процесс переноса энергии, обусловленный превращением части внутр. энергии вещества в энергию излучения (испусканием эл.-магн. волн, или фотонов), переносом излучения в пространстве со скоростью света и его поглощением веществом (обратным превращением энергии эл.-магн. волн во внутр. энергию). При этом перенос излучения в материальной среде может сопровождаться поглощением и рассеянием, а также собств. излучением среды. Однако для Л. т. наличие материальной среды между телами не является необходимым, что принципиально отличает Л. т. от др. видов теплообмена (*теплопроводности*, *конвективного теплообмена*). Передача теплоты излучением может происходить в разл. областях спектра (в зависимости от темп-ры).

Испускание лучистой энергии (тепловое излучение) абсолютно чёрного тела описывается *Стефана — Больцмана законом излучения* и *Планка законом излучения*. Применительно к условиям термодинамич. равновесия закон Стефана — Больцмана даёт выражение для плотности потока интегрального излучения в полусферу, испускаемого поверхностью абсолютно чёрного тела в пределах полусферич. телесного угла во всём интервале длин волн от 0 до ∞, $E_0=\sigma T^4$ [Вт/м^2], где $\sigma=5{,}67\cdot10^{-8}$ Вт/м^{2}К^4 — *Стефана — Больцмана постоянная*, T — темп-ра тела. Плотность потока монохроматич. излучения в полусферу в узком интервале длин волн λ описывается ф-лой Планка:

$$E_{\lambda_0}=\frac{C_1}{\lambda^5[\exp(C_2/\lambda T)-1]}\ [\text{Вт/м}^3].$$

Здесь C_1 и C_2 — константы, $C_1=3{,}7413\cdot10^{-16}$ Вт·м^2, а $C_2=1{,}4388\cdot10^{-2}$ м·К. Излучат. свойства реальных тел отличаются от свойств абсолютно чёрного тела, что учитывается с помощью спец. коэф.— степени черноты, к-рый в зависимости от того, относится он к интегральному или монохроматич. излучению, наз. интегральной степенью черноты (ε) или спектральной степенью черноты (ε_λ). В результате плотности потоков интегрального и монохроматич. излучения для реального тела описываются выражениями $E=\varepsilon E_0$; $E_\lambda=\varepsilon_\lambda E_{\lambda_0}$. Тела, у к-рых спектральная степень черноты не зависит от длины волны излучения, наз. серыми телами.

Перенос излучения в материальной среде в произвольном направлении s описывается в общем случае интегродифференц. ур-нием

$$\frac{\partial I_\lambda}{\partial s}=\varkappa_\lambda(I_{\lambda_0}-I_\lambda)+\sigma_\lambda\left(\frac{1}{4\pi}\int\limits_{4\pi}\chi\,d\Omega-I_\lambda\right),\qquad(1)$$

где I_λ — спектральная интенсивность излучения, $I_{\lambda_0}=E_{\lambda_0}/\pi$ — спектральная интенсивность излучения абсолютно чёрного тела, $\varkappa_\lambda$ — спектральный коэф. поглощения излучения в среде, σ_λ — спектральный коэф. рассеяния излучения, χ — индикатриса рассеяния (см. также *Перенос излучения*). Рассеяние излучения характеризуется вторым слагаемым в правой части ур-ния (1) и существенно для сред, содержащих конденсированные частицы (твёрдые или жидкие), напр. для топок и камер сгорания, работающих на твёрдом топливе. При Л. т. в газообразной среде рассеянием излучения, как правило, можно пренебречь и перенос излучения описывать ур-нием

$$\frac{dI_\lambda}{ds}=\varkappa_\lambda(I_{\lambda_0}-I_\lambda).\qquad(2)$$

При рассмотрении Л. т. в системе тел вводятся понятия эффективного и результирующего излучения. Плотность эфф. излучения $H_{\text{эфф}}$ представляет собой сумму плотностей собств. и отражённого излучения, т. е. сумму всех видов излучения, уходящих от поверхности тела:

$$H_{\text{эфф}}=E+H_{\text{отр}}.$$

В свою очередь плотность отражённого излучения $H_{\text{отр}}$ может быть выражена через плотность падающего на поверхность излучения:

$$H_{\text{отр}}=\rho\cdot H_{\text{пад}},$$

где ρ — отражат. способность поверхности тела. Для непрозрачных тел отражат. ρ и поглощат. α способности связаны соотношением $\rho+\alpha=1$. Понятие эфф. излучения может применяться как к интегральному, так и к монохроматич. (спектральному) излучению. Плотность потока результирующего излучения равна разности суммарных потоков излучения, уходящих от поверхности тела и приходящих к ней:

$$H_{\text{рез}}=H_{\text{эфф}}-H_{\text{пад}}=E-H_{\text{погл}},$$

где $H_{\text{погл}}=\alpha\cdot H_{\text{пад}}$ — плотность поглощённого излучения.

При расчёте Л. т. между отд. телами важную роль играет понятие углового коэф., или коэф. взаимной облучённости. Если тело *1* испускает энергию, а тело *2* её поглощает, то угл. коэф. Φ_{12} представляет собой отношение потока энергии, испускаемого телом *1* и падающего на поверхность тела *2*, к полному потоку энергии, испускаемому телом *1*. Если излучение тела является диффузным, т. е. подчиняется *Ламберта закону* $I=(E/\pi)=\text{const}\,(\theta)$, коэф. взаимной облучённости тел конечных размеров имеет вид

$$\Phi_{12}=\frac{1}{A_1}\int\limits_{A_1}\int\limits_{A_2}\frac{\cos\theta_1\cos\theta_2}{\pi l_{12}^2}\,dA_2dA_1,$$

где dA_1 и dA_2 — излучающая и принимающая элементарные площадки на поверхности тел, l_{12} — расстояние между площадками, θ_1 и θ_2 — углы между нормалями к площадкам и соединяющей их прямой (рис.). Коэф. взаимной облучённости для двух тел обладают свойством взаимности $A_1\Phi_{12}=A_2\Phi_{21}$, а для тел, образующих замкнутую систему, т. е. систему, излучение из к-рой не может выходить за её пределы, имеет место свойство замкнутости, представляющее собой следствие из закона сохранения энергии: $\sum_j\Phi_{ij}=1$. В это выражение входит в т. ч. т. н. коэф. самооблучённости Φ_{ii}, характеризующий долю излучения, испускаемого i-м телом и падающего на него самого. При этом $\Phi_{ii}\neq0$ лишь для вогнутых поверхностей. Через угловой коэф. может быть выражена плотность потока излучения,

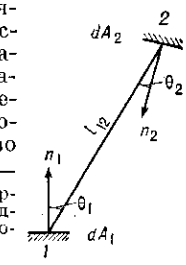


Схема переноса излучения между 2 элементарными площадками: *1* — излучающая площадка на поверхности A_1; *2* — площадка на поверхности A_2, принимающая излучение.

падающего на тело i со стороны тела j: $H_{ij\,\text{пад}} = H_{j\,\text{эфф}}\Phi_{ij}$.

Для диатермичной среды, не испускающей, не поглощающей и не рассеивающей излучение, расчёт Л. т. в системе излучающих, поглощающих и отражающих поверхностей с заданной пост. темп-рой T_i при наличии упрощающих предположений, что поверхность является непрозрачной и её степень черноты равна поглощат. способности, сводится к линейной системе алгебраич. ур-ний:

$$H_{i\,\text{эфф}} - (1-\varepsilon_i)\sum_{j=1}^{N}\Phi_{ij}H_{j\,\text{эфф}} = \varepsilon_i\sigma T_i^4 \quad (i=1,\ 2,\ \ldots,\ N). \qquad (3)$$

Система, составленная из N ур-ний вида (3), может быть решена методами линейной алгебры. В результате получают значения плотности потоков полусферического эффективного излучения $H_{i\,\text{эфф}}$ для каждой поверхности.

Если темп-ра ограничивающих поверхностей переменна, то вместо системы алгебраич. ур-ний (3) пользуются линейным интегральным ур-нием Фредгольма:

$$H_{\text{эфф}}(\boldsymbol{r}_1) = \varepsilon(\boldsymbol{r}_1)\sigma T^4(\boldsymbol{r}_1) + [1-\varepsilon(\boldsymbol{r}_1)]\int H_{\text{эфф}}(\boldsymbol{r}_2)\frac{\cos\theta_1\cos\theta_2}{\pi l_{12}^2}\,dA_2,$$

где $\boldsymbol{r}_1$ — радиус-вектор рассматриваемой точки поверхности, а $\boldsymbol{r}_2$ — радиус-вектор текущей точки при интегрировании по всем ограничивающим поверхностям.

Если оптич. свойства поверхностей имеют селективный характер, т. е. зависят от длины волны излучения, ур-ния (3) разрешаются относительно монохроматич. (спектральных) потоков излучения для разл. спектральных интервалов, после чего соответствующие интегральные характеристики получают интегрированием по спектру. Наиб. трудности вызывает учёт отступлений от закона Ламберта для излучат. и отражат. свойств поверхностей. При наличии в системе плоских поверхностей с зеркальными свойствами вводят т. н. разрешающие (или зеркальные) угл. коэф., характеризующие перенос излучения в системе с учётом зеркальных отражений. В общем случае произвольных индикатрис для степени черноты и отражат. способности поверхностей учитывают перенос излучения в системе по всевозможным направлениям методом статистич. испытаний (метод Монте-Карло).

Учёт переноса излучения в системе излучающих поверхностей необходим и в случае, когда среда не является диатермичной. При этом также можно использовать приближённый подход, основанный на введении разрешающих угловых коэф., учитывающих поглощение излучения в объёме между поверхностями.

Расчёт Л. т. между излучающими, поглощающими и рассеивающими средами и поверхностями основан на решении интегродифференц. ур-ния переноса излучения (1), к-рое в отсутствие рассеяния сводится к дифференц. ур-нию (2). При этом важную роль играет селективный (т. е. зависящий от длины волны) характер излучения газов при высоких темп-рах. Строгий расчёт Л. т. в этой ситуации вызывает значит. трудности. Широкое распространение получили приближённые методы. При этом определяющим фактором является *оптическая толщина* τ_λ среды, к-рая равна отношению характерного размера L излучающего объёма V к ср. длине свободного пробега излучения $1/\varkappa_\lambda$: $\tau_\lambda = L\varkappa_\lambda$. Безразмерную оптич. толщину τ_λ наз. также числом Бугера: $Bu = L\varkappa_\lambda$.

Если $\tau \ll 1$ (оптически тонкий слой), то можно пренебречь ослаблением излучения в объёме. При этом для расчёта интегрального потока излучения вводят ср. коэф. излучения по Планку:

$$\varkappa_P = \frac{\int_0^\infty \varkappa_\lambda E_{\lambda_0}\,d\lambda}{\int_0^\infty E_{\lambda_0}\,d\lambda} = \frac{1}{E_0}\int_0^\infty \varkappa_\lambda E_{\lambda_0}\,d\lambda.$$

В случае $\tau_\lambda \gg 1$ (оптически толстый слой) используют приближение лучистой теплопроводности, или диффузионное приближение, при этом плотность потока полусферич. излучения пропорц. градиенту темп-ры, причём коэф. лучистой теплопроводности равен $\lambda_R = (16/3)(\sigma T^3/\varkappa_R)$, где

$$\varkappa_R = \int_0^\infty \frac{\partial E_{\lambda_0}}{\partial T}\,d\lambda \Big/ \int_0^\infty \frac{1}{\varkappa_\lambda}\frac{\partial E_{\lambda_0}}{\partial T}\,d\lambda$$

— ср. коэф. поглощения по Росселанду (S. Rosseland). При совместном действии Л. т., теплопроводности и конвективного теплообмена (сложный теплообмен) относит. вклад разл. видов теплообмена характеризуют критериями подобия. Радиац. число Био $Bi_\text{р} = \sigma T^3 L/\lambda$ пропорц. отношению коэффициентов лучистой λ_R и молекулярной λ теплопроводностей. Число Больцмана $Bo = \bar{\rho} u c_p/\sigma T^3$ ($\bar{\rho}$ — плотность, u — скорость потока жидкости или газа, c_p — уд. теплоёмкость при пост. давлении) характеризует отношение плотностей конвективного и лучистого тепловых потоков.

Л. т. определяет такие природные явления, как заморозки на почве и *парниковый эффект* атмосфер Земли и Венеры; с Л. т. связаны астрофиз. процессы, протекающие в атмосферах планет и звёзд. Важную роль играет Л. т. в ядерных реакторах, топках паровых котлов, камерах сгорания авиационных и ракетных двигателей, в электрич. дугах; Л. т. определяет тепловой режим космич. аппаратов в открытом космосе и тепловые нагрузки при входе спускаемых аппаратов в атмосферу планет со скоростями, превышающими вторую космическую. Законы Л. т. используют при определении яркостной и цветовой темп-р тел и пламён, измерении лучистых тепловых потоков (радиометры), поглощат. способности тел и др.

Лит.: Кутателадзе С. С., Основы теории теплообмена, 5 изд., М., 1979; Бай Ши-и, Динамика излучающего газа, пер. с англ., М., 1968; Спэрроу Э. М., Сесс Р. Д., Теплообмен излучением, пер. с англ., Л., 1970; Мучник Г. Ф., Рубашов И. Б., Методы теории теплообмена, [ч. 2] — Тепловое излучение, М., 1974; Зигель Р., Хауэлл Дж., Теплообмен излучением, пер. с англ., М., 1975; Оцисик М. Н., Сложный теплообмен, пер. с англ., М., 1976; Блох А. Г., Теплообмен в топках паровых котлов, Л., 1984; Рубцов Н. А., Теплообмен излучением в сплошных средах, Новосиб., 1984.

Н. А. Анфимов.

ЛЬЕНАРА — ВИХЕРТА ПОТЕНЦИАЛЫ — скалярный и векторный *запаздывающие потенциалы*, определяющие эл.-магн. поле, создаваемое произвольно движущимся в вакууме зарядом. Найдены А. Льенаром (A. Liénard, 1898) и Э. Вихертом (E. Wiechert, 1900). Л.—В. п. в точке $\boldsymbol{r}$ в момент наблюдения t определяются след. ф-лами:

$$\varphi = \frac{e}{R - \boldsymbol{v}\boldsymbol{R}/c}, \quad \boldsymbol{A} = \frac{e\boldsymbol{v}/c}{R - \boldsymbol{v}\boldsymbol{R}/c},$$

где e — величина заряда, $\boldsymbol{R} = \boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}'$ — вектор, проведённый в точку наблюдения $\boldsymbol{r}$ из точки местонахождения заряда $\boldsymbol{r}'$ в нек-рый момент времени

$$t' = t - R(t')/c,$$

$\boldsymbol{v}$ — скорость заряда в момент времени t'. Выражения для Л.—В. п. могут быть записаны в 4-мерной релятивистски ковариантной форме:

$$A^i = eu^i/R_k u^k,$$

где u^i — 4-вектор скорости заряда с компонентами $(c/\sqrt{1-v^2/c^2},\ \boldsymbol{v}/\sqrt{1-v^2/c^2})$; R_k — 4-вектор с компонен-

тами $[c(t-t'), -(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}')]$, удовлетворяющими условию $R_k R^k = 0$.

Л.—В. п. приводят к след. выражениям для напряжённостей электрич. и маги. полей:

$$\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r}, t) = e\frac{1-v^2/c^2}{(R-R\boldsymbol{v}/c)^3}(\boldsymbol{R}-R\boldsymbol{v}/c) + e\frac{[\boldsymbol{R}[(\boldsymbol{R}-R\boldsymbol{v}/c)\dot{\boldsymbol{v}}]]}{c^2(R-R\boldsymbol{v}/c)^3},$$

$$\boldsymbol{H}(\boldsymbol{r}, t) = [\boldsymbol{R}\boldsymbol{E}]/R,$$

где $\dot{\boldsymbol{v}} = \partial\boldsymbol{v}/\partial t'$ и все величины, входящие в правые части этих ф-л, относятся к положению заряда в момент времени t'.

Эл.-магн. поле, создаваемое произвольно движущимся точечным зарядом, состоит из двух частей разного характера. Первая часть не зависит от ускорения заряда и убывает как $1/R^2$. Эта часть соответствует полю, создаваемому равномерно движущимся зарядом. Вторая часть поля, зависящая от ускорения заряда и убывающая как $1/R$, описывает эл.-магн. волны, излучаемые зарядом.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988; Пановский В., Филипс М., Классическая электродинамика, пер. с англ., М., 1963.

Ю. П. Степановский.

ЛЬЮИСА ЧИСЛО (Льюиса — Семёнова число) (*Le*) — один из *подобия критериев* тепловых и диффузионных процессов в жидкостях и газах, $Le = D/a$, где D — коэф. диффузии, $a = \lambda/\rho c_p$ — коэф. температуропроводности, λ — коэф. теплопроводности, ρ — плотность, c_p — уд. теплоёмкость среды при пост. давлении. Назв. по имени Г. Н. Льюиса (G. N. Lewis) и Н. Н. Семёнова.

Л. ч. характеризует соотношение между интенсивностями переноса массы примеси диффузией и переноса теплоты теплопроводностью. Значения D и a для газов могут быть вычислены методами *кинетической теории газов* (см. также *Переноса явления*, *Кинетика физическая*). В *совершенных газах* (подчиняющихся *Клапейрона уравнению*) $Le = 1$. Для большинства реальных газов Л. ч. мало отличается от 1 и слабо зависит от темп-ры. Так, для водорода $Le = 0{,}95$, а для углекислого газа $Le = 1{,}18$. Поэтому, напр., в расчётах горения (распространения фронта пламени или волны реакции) принимают $Le = 1$. При $Le = 1$ ур-ния диффузии и теплопроводности становятся идентичными и профили избыточных концентраций и темп-р оказываются подобными. При $Le \neq 1$ подобие этих профилей не имеет места.

Л. ч. связано с др. критериями подобия — *Прандтля числом* Pr и Шмидта числом Sc — соотношением $Le = Pr/Sc$.

С. Л. Вишневецкий.

ЛЭМБА ВОЛНЫ — *упругие волны*, распространяющиеся в твёрдой пластине (слое) со свободными границами, в к-рых *колебательное смещение частиц* происходит как в направлении распространения волны, так и перпендикулярно плоскости пластины. Л. в. представляют собой один из типов *нормальных волн* в упругом волноводе — в пластине со свободными границами. Т. к. эти волны должны удовлетворять не только ур-ниям теории упругости, но и граничным условиям на поверхности пластины, картина движения в них и их свойства более сложны, чем у волн в неограниченных твёрдых телах.

Л. в. делятся на две группы: симметричные *s* и антисимметричные *a*. В симметричных волнах движение частиц среды происходит симметрично относительно ср. плоскости $z = 0$ (рис. 1, *а*), т. е. в верх. и ниж. половинах пластины смещение u по оси x имеет одинаковые знаки, а смещение w по оси z — противоположные. В антисимметричных волнах движение частиц антисимметрично относительно плоскости $z = 0$ (рис. 1, *б*), т. е. в верх. и ниж. половинах пластины смещение u имеет противоположные знаки, а смещение w — одинаковые. В пластине толщиной $2h$ при частоте ω может распространяться определ. конечное число симметричных и антисимметричных Л. в., отличающихся одна от другой фазовыми и групповыми скоростями и распределением смещений и напряжений по толщине пластины. Число волн тем больше, чем больше значение $\omega h/c_t$, где c_t — фазовая скорость сдвиговых волн.

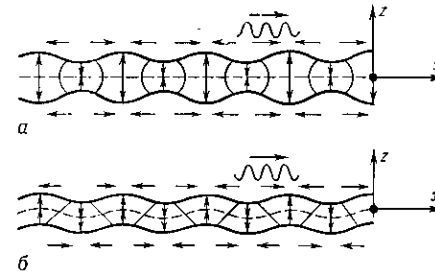


Рис. 1. Схематическое изображение движения частиц среды в пластинах при распространении в них симметричной (*а*) и антисимметричной (*б*) волн Лэмба; стрелками показано направление смещений по осям x и z.

При малых толщинах пластины ($\omega h/c_t \ll 1$) в ней возможно распространение только двух Л. в. нулевого порядка: s_0 и a_0, к-рые представляют соответственно продольную и изгибную волны в пластине (см. *Изгибные волны*). Продольная волна очень похожа на продольную волну в неограниченном твёрдом теле: в ней преобладает продольная компонента смещения u и только вследствие того, что грани пластины свободны, появляется небольшое смещение w, к-рое в $c_t/\omega h$ раз меньше продольного. Вследствие уменьшения продольной жёсткости из-за податливости боковых граней фазовая скорость $c_l^{\text{пл}}$ этой волны немного меньше фазовой скорости c_l продольной волны в неограниченном твёрдом теле и равна

$$c_l^{\text{пл}} = c_l\sqrt{\frac{1-2\sigma}{(1-\sigma)^2}},$$

где σ — коэф. Пуассона. При увеличении толщины пластины свойства волн s_0 и a_0 меняются: они становятся всё более похожими одна на другую. При $\omega h/c_t \gg 1$ их фазовые и групповые скорости стремятся к фазовой

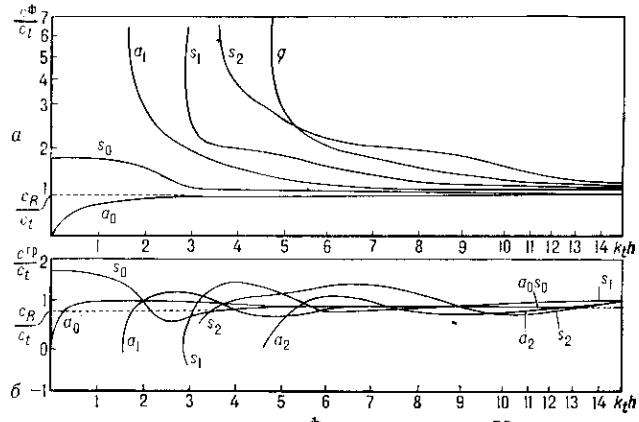


Рис. 2. Зависимость фазовой $c^{\Phi}(a)$ и групповой $c^{\text{гр}}(б)$ скоростей симметричных *а* и антисимметричных *s* волн Лэмба различных порядков в пластине, отнесённых к скорости сдвиговых волн c_t, от величины $k_t h = \omega h/c_t$; пунктирная линия соответствует величине c_R c_t.

скорости *Рэлея волн* c_R (рис. 2), смещения локализуются вблизи свободных границ пластины и их распределения с глубиной стремятся к распределению смещений по глубине в рэлеевской волне. Т. о., каждая из волн s_0 и a_0 превращается в две рэлеевские волны на обеих поверхностях пластины.

Л. в. порядка выше нулевого появляются только при нек-рых «критич.» значениях $\omega h/c_t$. При докритич. толщинах и частотах в этих волнах нет потока энергии и они представляют собой движение, быстро затухающее вдоль пластины. При критич. значениях $\omega h/c_t$ по толщине пластины укладывается чётное или нечёт-

ное число продольных или сдвиговых полуволн и рождающаяся Л. в. представляет собой чисто продольную или чисто сдвиговую стоячую волну, образованную двумя волнами соответствующих поляризаций, распространяющимися с равными амплитудами в положит. и отрицат. направлениях оси z. Фазовые скорости Л. в. c^{Φ} при этом равны бесконечности, а групповые $c^{\text{гр}}$ — нулю.

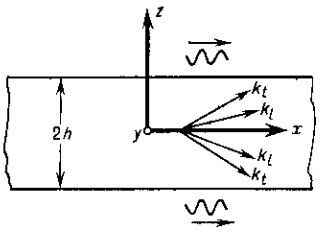


Рис. 3. Структура волны Лэмба в пластине толщиной $2h$.

При значениях $\omega h/c_t$, бо́льших критических, фазовые скорости Л. в. становятся отличными от бесконечности, а групповые — от нуля. Это можно интерпретировать как поворот направлений распространения двух продольных или сдвиговых волн, образующих стоячую волну в критич. области, от оси z в сторону положит. оси x. При этом из-за отражения от границ пластины возникают волны другой поляризации и Л. в. оказывается «составленной» из четырёх компонент (рис. 3): двух продольных волн с волновым вектором k_l и двух сдвиговых с волновым вектором k_t, «припасованных» одна к другой т. о., что проекции волновых векторов на ось x одинаковы, а напряжения, создаваемые четырьмя волнами на граничных поверхностях $z=\pm h$, равны нулю. Распределение смещений и напряжений по сечению пластины характеризуется узлами и пучностями, а траекториями частиц среды в волнах становятся эллипсы, эксцентриситет к-рых зависит от типа и порядка волны, глубины и коэф. Пуассона материала пластины.

При больших толщинах пластины ($k_t h \gg 1$) у всех Л. в., кроме волн s_0 и a_0, имеется только смещение w по оси z, распределённое по толщине синусоидально с пространственным периодом $2h/n$ (n — порядок волны) или $2h/(n-\frac{1}{2})$. Отношение амплитуды этого смещения на поверхности к амплитуде в толще пластины стремится к нулю, т. е. движение в каждой Л. в., кроме s_0 и a_0, становится локализованным в толще и не «выходит» на поверхность. Для волн s_0 и a_0, как уже отмечалось, напротив, имеет место своеобразный *скин-эффект*. Фазовые и групповые скорости всех волн (кроме s_0 и a_0) при $k_t h \gg 1$ стремятся к c_t.

Л. в. могут распространяться не только в плоских пластинах из однородного изотропного материала. Они существуют также в искривлённых пластинах, в пластинах с неоднородными механич. свойствами и в пластинах, вырезанных из кристаллов. В этих случаях их свойства усложняются.

Л. в. применяются для всестороннего неразрушающего контроля листовых материалов и конструкций (выявление дефектов, определение толщины изделий и т. д.) и в системах для обработки электрич. сигналов (ультра- и гиперзвуковые линии задержки электрич. сигналов, фильтры и т. д.). В неразрушающем контроле Л. в. диапазона 0,1—10 МГц удачно дополняют объёмные УЗ-волны, с помощью к-рых контроль возможен только в толстых массивных образцах. Для систем обработки очень ценным свойством Л. в. является зависимость фазовой и групповой скоростей от частоты, благодаря чему можно создавать так называемые дисперсионные линии задержки, где время задержки зависит от частоты. Такие линии задержки и фильтры существуют в частотном интервале 0,1—200 МГц.

Лит.: Кольский Г., Волны напряжения в твердых телах, пер. с англ., М., 1955; Физическая акустика, под ред. У. Мэзона, пер. с англ., т. 1, ч. А, М., 1966, гл. 2; Бреховских Л. М., Волны в слоистых средах, 2 изд., М., 1973, гл. 1; Викторов И. А., Физические основы применения ультразвуковых волн Рэлея и Лэмба в технике, М., 1966, гл. 2; его же, Звуковые поверхностные волны в твёрдых телах, М., 1981.

И. А. Викторов.

ЛЭМБОВСКИЙ СДВИГ уровней — смещение уровней энергии связанных состояний электрона во внеш. поле, обусловленное *радиационными поправками*. Наиб. интерес (в отношении сравнения теории с экспериментом) представляют радиац. поправки к спектру атома водорода и водородоподобных ионов.

Ур-ние Дирака для электрона в кулоновском поле точечного ядра предсказывает *вырождение* уровней энергии связанных состояний, обладающих одними и теми же главным квантовым числом n и квантовым числом полного момента j, но разными значениями квантового числа орбитального момента $l=j\pm\frac{1}{2}$. Так, например, состояния $2S_{1/2}$ ($n=2$, $j=\frac{1}{2}$, $l=0$) и $2P_{1/2}$ ($n=2$, $j=\frac{1}{2}$, $l=1$) должны иметь одну и ту же энергию.

Эксперим. указания на несовпадение уровней энергии $2S_{1/2}$ и $2P_{1/2}$ атома водорода появились в 1934—39 в результате тщательных спектроскопич. исследований линий серии Бальмера. Было обнаружено, что величина тонкого расщепления (см. *Тонкая структура*) меньше, чем это следовало из теории Дирака. Такое несовпадение могло быть объяснено тем, что уровень $2S_{1/2}$ расположен выше уровня $2P_{1/2}$ приблизительно на 1000 МГц. Однако вследствие доплеровского уширения спектральных линий точность экспериментов была невелика, что вызвало сомнения в реальности обнаруженного сдвига этих уровней.

В 1947 У. Э. Лэмб (W. E. Lamb) и Р. Ризерфорд (R. Retherford) посредством разработанного ими радиоспектроскопич. метода однозначно показали, что уровень $2S_{1/2}$ действительно смещён относительно уровня $2P_{1/2}$ на 1000 МГц [1]. Это открытие (Нобелевская премия, 1955), а также теоретич. соображения, высказанные Х. Бете (H. Bethe), послужили толчком для всего последующего развития квантовой электродинамики (КЭД), к-рая и дала исчерпывающее объяснение природы Л. с. Физической его причиной являются квантовые флуктуации вакуума эл.-магн. и электрон-позитронного полей, к-рые меняют потенц. энергию $V(r)=-Ze^2/r$ взаимодействия электрона с ядром (Ze — заряд ядра, r — расстояние от ядра).

Качественно понять природу и оценить порядок величины лэмбовского смещения можно из след. соображений. Нулевые колебания эл.-магн. поля напряжённости $\boldsymbol{E}=\sum_{k,\,\mu}\boldsymbol{E}_{k,\,\mu}\exp(-i\omega_k t)$ (k и μ — соответственно волновой вектор и поляризация фотона частоты $\omega_k=ck$) вызывают «дрожание» электрона со ср. значением квадрата амплитуды

$$\overline{\delta r^2}=\sum_{k,\,\mu}\frac{e^2}{m^2}\frac{E^2_{k,\,\mu}}{\omega_k{}^4}\approx\frac{2\alpha}{\pi}\left(\frac{\hbar}{mc}\right)^2\ln(Z\alpha)^{-2}.$$

Здесь m — масса электрона, α — постоянная тонкой структуры ($\alpha\approx 1/137$). Большой логарифмич. множитель (для не слишком тяжёлых элементов параметр $Z\alpha\ll 1$) возникает в результате интегрирования по спектру нулевых колебаний в пределах от характерной энергии атома $mc^2(Z\alpha)^2$ до энергии покоя электрона mc^2. «Дрожание» электрона приводит к положит. добавке к потенциалу взаимодействия $\delta V=\frac{1}{6}\overline{\delta r^2}\partial^2 V/\partial r^2$ и, соответственно, к сдвигу атомного уровня вверх на величину

$$\delta\mathcal{E}=\frac{1}{6}\overline{\delta r^2}\langle\partial^2 V/\partial r^2\rangle=\frac{2\pi}{3}\overline{\delta r^2}Ze^2 w,$$

пропорциональную вероятности w нахождения электрона в точке $r=0$, к-рая максимальна для S-состояния из-за отсутствия центробежного потенц. барьера ((. . .) означают квантовое усреднение по состоянию электрона). Тогда для состояний с $l=0$

$$\delta\mathcal{E}_{n0}=\frac{4mc^2}{3\pi n^3}\alpha(Z\alpha)^4\ln(Z\alpha)^{-2};$$

для состояний с $l \neq 0$ смещение оказывается существенно меньше. Относит. величина радиац. сдвига $|\delta\mathcal{E}_{n0}/\mathcal{E}_{n0}| \sim \alpha(Z\alpha)^2 \ln(1/Z\alpha)$ составляет 10^{-6}.

Приведённая оценка соответствует осн. вкладу в Л. с., возникающему от собственно энергетич. *Фейнмана диаграммы*, представленной на рис. 1, *а*. Сплошная жирная линия изображает электрон в поле ядра, пунктирная — процесс виртуального испускания и поглощения фотона связанным электроном. Эта диаграмма содержит, в частности, вклад от *аномального магнитного момента* электрона.

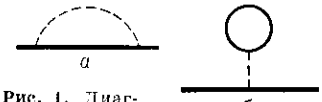


Рис. 1. Диаграммы Фейнмана, определяющие вклад в лэмбовский сдвиг.

Другим радиационным эффектом является *поляризация вакуума* вокруг точечного заряда ядра из-за виртуального рождения и аннигиляции электрон-позитронных пар (рис. 1, *б*). Поляризация вакуума искажает кулоновский потенциал, увеличивая эффективный заряд ядра на расстояниях порядка комптоновской длины волны электрона $\hbar/mc$, что приводит к отрицат. поправке к энергии уровня. В водородоподобных атомах радиус боровской орбиты электрона $r_0 = \hbar^2/Zme^2$ значительно больше расстояния $\hbar/mc$. Поэтому указанная поправка оказывается малой по сравнению с вкладом диаграммы 1, *а*, так что результирующий сдвиг уровня положителен. Напротив, в *мюонных атомах* Л. с. определяется в основном эффектом поляризации электрон-позитронного вакуума, поскольку из-за большой массы мюона радиус его боровской орбиты приблизительно в 200 раз меньше r_0. В результате, напр., в мюонном атоме водорода уровень $2S_{1/2}$ лежит ниже уровня $2P_{1/2}$.

В низшем порядке по α и $Z\alpha$ Л. с. атомных уровней равны:

$$\delta\mathcal{E}_{n0} = \frac{4mc^2}{3\pi n^3}\alpha(Z\alpha)^4\left[\ln(Z\alpha)^{-2} + L_{n0} + \frac{19}{30}\right],$$

$$\delta\mathcal{E}_{nlj} = \frac{4mc^2}{3\pi n^3}\alpha(Z\alpha)^4\left[L_{nl} + \frac{3}{8}\frac{j(j+1) - l(l+1) - \frac{3}{4}}{l(l+1)(2l+1)}\right], \quad l \neq 0.$$

Логарифм Бете L_{nl} не зависит от Z и находится численно. Напр., для состояний с $n=2$ $L_{20} = -2{,}812$, $L_{21} = 0{,}030$. Для разности энергий $2S_{1/2}$- и $2P_{1/2}$-состояний атома водорода получаем $\delta_H = \mathcal{E}(2S_{1/2}) - \mathcal{E}(2P_{1/2}) = 0{,}41mc^2\alpha^5$, что соответствует частоте 1050 МГц.

Последоват. метод вычисления поправок к уровням энергии основан на использовании точной релятивистской кулоновской ф-ции Грина для электронных линий в диаграммах типа 1, *а* и 1, *б*. Однако из-за отсутствия замкнутого выражения для ф-ции Грина такой подход связан с серьёзными вычислит. трудностями и полностью не реализован.

В совр. теории Л. с. учтены ведущие поправки высших порядков по константе связи $Z\alpha$, поправки второго порядка по α в собств. энергии, аномальном магн. моменте и поляризации вакуума, а также эффекты, связанные с конечностью массы и радиуса протона.

В табл. 1 приведены наиб. известные теоретич. значения Л. с. в атоме водорода, полученные Г. В. Эриксоном [2] и П. И. Мором [3]. Осн. источником расхождения их результатов, к-рое составляет 0,045 МГц и выходит за пределы погрешностей, является разный метод учёта эффектов связности высших порядков в однофотонной собственно энергетич. диаграмме, однако до конца причина расхождения не выяснена.

Первое точное измерение δ_H было выполнено С. Трибвассером, Э. С. Дейхоффом и У. Э. Лэмбом в 1950—53 радиоспектроскопич. методом [4], аналогичным первоначальному методу Лэмба—Ризерфорда. Значит. прогресс в повышении точности измерения δ_H был достигнут при использовании пучков быстрых атомов водорода (с энергией ~20—100 кэВ) [5, 6], но и в этом случае точность не превышала ~0,01 МГц. Это объясняется в первую очередь тем, что во всех рассмотренных методах процедура измерения состояла в получении резонансной кривой перехода $2S_{1/2}$—$2P_{1/2}$.

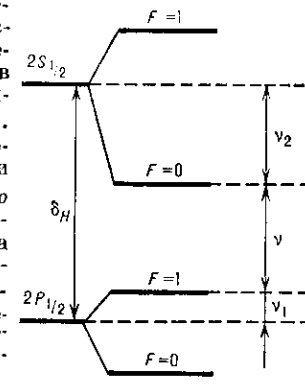


Рис. 2. Сверхтонкое расщепление $2S_{1/2}$- и $2P_{1/2}$-уровней атома водорода (масштаб не выдержан).

В работах [7, 8] измерение δ_H было выполнено при помощи двойного *атомного интерферометра*. Процедура измерения состояла в определении выхода $2P$-атомов в зависимости от приращения расстояния (L) между входной и выходной системами интерферометра при пост. значениях напряжённостей локализованных в них электрич. полей. Как и в др. экспериментах с быстрыми атомами, измерялся не сам Л. с., а частота ν перехода $(2S_{1/2}, F=0)$ — $(2P_{1/2}, F=1)$ между компонентами сверхтонкой структуры $2S_{1/2}$- и $2P_{1/2}$-уровней (рис. 2), где F — квантовое число суммарного момента ядра и электрона. (Компоненты $2S_{1/2}$-состояния с $F=1$ предварительно удалялись из пучка с помощью радиочастотных резонансных полей.) Т. о., $\delta_H = \nu + \nu_1 + \nu_2$; ν_1 и ν_2, связанные со сверхтонким расщеплением уровней $2S_{1/2}$ и $2P_{1/2}$, приводят к добавке $\nu_1 + \nu_2 = 147{,}958$ МГц.

Интерференц. эффект описывается ф-цией

$$\cos\left\{\frac{2\pi\nu}{v}\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{1/2} \cdot L\right\},$$

где v — скорость $2S_{1/2}$-атомов. Скорость v измерялась по распадной кривой атома в $2P$-состоянии: $\exp[-\gamma(L/v) \times (1 - v^2/c^2)^{1/2}]$ и выражалась через константу распада γ, к-рая была рассчитана с точностью $\sim 10^{-6}$. Величина ν определялась путём подгонки теоретич. кривой к эксперим. точкам. Подгонка производилась в широком диапазоне изменения фазы косинуса, к-рый совершал пять осцилляций. В этом заключалось принципиальное отличие метода атомного интерферометра от др. методов (где обрабатывалась резонансная линия с одним максимумом), позволившее заметно повысить точность определения ν (табл. 1).

Таблица 1. — **Теоретические и экспериментальные значения лэмбовского сдвига в атоме водорода** (в МГц)

Теория	Эксперимент
1057,9100 (100) [2] 1057,8640 (140) [3]	1057,8620 (200) [5] 1057,8450 (90) [6] 1057,8514 (19) [7,8]

Интерес к прецизионному расчёту и измерению Л. с. в атоме водорода связан не только с неустранённым пока расхождением между наиб. точными известными теоретич. значениями δ_H, а также между теорией и экспериментом, но и с возможностью извлечения информации о структуре и свойствах поправок, не связанных непосредственно с КЭД. В отличие от аномального магн. момента, Л. с. характеризует свойства с в я з а н н о г о с я д р о м электрона, т. е. учитывает не только эффекты КЭД, но и эффекты, обусловленные

структурой ядра. Для аномального магн. момента поправки, не зависящие от КЭД, лежат далеко за пределами точности измерений. Для Л. с. поправка, обусловленная конечным размером протона,

$$\delta'_н = \frac{mc^2 \cdot (Z\alpha)^4}{12} \frac{\langle r_p^2 \rangle}{(\hbar/mc)^2}$$

(где $\langle r_p^2 \rangle$ — ср. квадрат радиуса протона), находится в пределах точности совр. эксперимента. Для $\langle r_p^2 \rangle^{1/2} = 0{,}862$ Ф поправка составляет 0,146 МГц. Достигнутая в эксперименте по определению Л. с. методом атомного интерферометра точность ~2 кГц позволяет в принципе определить радиус протона с погрешностью 0,007 Ф, к-рая почти в два раза меньше, чем в экспериментах по упругому e — p-рассеянию.

Эксперим. значения Л. с. для перехода $2P_{1/2}$—$2S_{1/2}$ в нек-рых водородоподобных атомах приведены в табл. 2.

Табл. 2. — **Лэмбовский сдвиг в водородоподобных атомах** (в МГц)

d 1059,282 (64)	O^{7+} 2215,6 (75)·10³
He^+ 14046,2 (12)	Cl^{16+} 31,19 (22)·10⁶
He^+ (n=3) 4183,17 (54)	Ar^{17+} 38,0 (6)·10⁶
Li^{++} 62765 (21)	

Лит.: 1) Лэмб У. Е., Ризерфорд Р. К., Тонкая структура водородного атома, пер. с англ., «УФН», 1951, т. 45, с. 553; 2) Erickson G. W., Improved Lamb-shift calculation for all values of Z, «Phys. Rev. Lett.», 1971, v. 27, p. 780; 3) Mohr P. J., Lamb shift in a strong Coulomb potential, «Phys. Rev. Lett.», 1975, v. 34, p. 1050; 4) Triebwasser S., Dayhoff E. S., Lamb W. E., Fine sructure of the hydrogen atom, «Phys. Rev.», 1953, v. 9, p. 98; 5) Andrews D. A., Newton G., Radio-frequency atomic beam measurement of the ($2^2S_{1/2}$, F=0) — ($2^2P_{1/2}$, F=1) Lamb shift interval in hydrogen, «Phys. Rev. Lett.», 1976, v. 37, p. 1254; 6) Lundeen S. R., Pipkin F. M., Measurement of the Lamb shift in hydrogen, n=2, «Phys. Rev. Lett.», 1981, v. 46, p. 232; 7) Соколов Ю. Л., Яковлев В. П., Измерение лэмбовского сдвига в атоме водорода (n=2), «ЖЭТФ», 1982, т. 83, с. 15; 8) Пальчиков В. Г., Соколов Ю. Л., Яковлев В. П., Время жизни 2 p-состояния и лэмбовский сдвиг в атоме водорода, «Письма в ЖЭТФ», 1983, т. 38, с. 349.

Ю. Л. Соколов, В. П. Яковлев.

ЛЮДЕРСА — ПАУЛИ — ШВИНГЕРА ТЕОРЕМА — см. *Теорема CPT.*

ЛЮК в оптике — реальное отверстие (*диафрагма*) или оптич. изображение такого отверстия, к-рое в наиб. степени ограничивает *поле зрения* оптич. системы.

ЛЮКС (от лат. lux — свет) (лк, lx) — единица СИ освещённости; 1 лк равен освещённости поверхности площадью 1 м² при световом потоке нормально падающего на неё излучения, равном 1 *люмену*. 1 лк = 10^{-4} *фот.*

ЛЮКСЕМБУ́РГ-ГО́РЬКОВСКИЙ ЭФФЕ́КТ (перекрёстная модуляция) — перенос модуляции мощной радиоволны с несущей частотой ω на радиоволны др. частот ω_i, проходящие через ту же область ионосферы, что и мощная радиоволна. Обнаружен в 1933 на радиостанциях в Люксембурге и Горьком. Причина Л.-Г. э. состоит в том, что эл.-магн. поле мощной радиоволны оказывает влияние на движение электронов в ионосфере и, следовательно, на её проводимость. Благодаря этому изменяются условия распространения др. радиоволн в возмущённой области, в частности их поглощение. Если мощная радиоволна модулирована по амплитуде, то в результате вызываемые ею возмущения будут изменяться во времени, а др. радиоволны окажутся промодулированными по амплитуде.

Л.-Г. э.— одно из нелинейных явлений, возникающих при *распространении радиоволн*. Возмущения, вызываемые в ионосфере мощной радиоволной, сказываются и на самой радиоволне, вызывающей эти возмущения: возникает самовоздействие радиоволн, приводящее к искажениям сигнала. Л.-Г. э. наиболее значителен на частотах СВ- и ДВ-диапазонов, в ниж. слоях ионосферы (высота 60—100 км). Л.-Г. э. используют для изучения ионосферы.

Л. М. Ерухимов.

ЛЮКСМЕ́ТР (от лат. lux — свет и греч. metréo — измеряю) — прибор для измерения *освещённости*: один из видов *фотометров*. Простейший Л. состоит из фотоприёмника и регистратора фототока с регулируемой чувствительностью. При измерении высоких освещённостей падающий на Л. световой поток уменьшают, вводя на пути потока ослабители с известным пропусканием (*светофильтры*, рассеиватели и пр.). Для правильного измерения освещённости необходимо, чтобы кривая спектральной чувствительности фотоприёмника совпадала бы с кривой спектральной чувствительности человеческого глаза.

А. П. Гагарин.

ЛЮ́МЕН (от лат. lumen — свет) (лм, lm) — единица СИ светового потока; 1 лм — световой поток, испускаемый точечным источником в телесном угле в 1 стерадиан при силе света в 1 *канделу*.

ЛЮМЕНО́МЕТР — то же, что *фотометр интегрирующий*.

ЛЮМИНЕСЦЕ́НТНЫЙ АНА́ЛИЗ — методы исследования объектов, при к-рых регистрируется либо собств. свечение исследуемого объекта, либо свечение спец. люминофоров, к-рыми обрабатывается исследуемый объект.

Л. а. включает в себя качеств. и количеств. химический Л. а., при к-ром обнаруживают присутствие или определяют содержание определ. веществ в смеси, и сортовой Л. а., позволяющий разделять объекты по наличию или отсутствию люминесценции. В Л. а. используются все виды возбуждения люминесценции, но чаще всего фотовозбуждение, осуществляемое обычно с помощью газоразрядных ламп (ртутных, ксеноновых и т. д.), электрич. искры, лазерного излучения. Регистрируют люминесценцию визуально или с помощью фотоэлектрич. приёмников, к-рые повышают чувствительность и точность Л. а.

В хим. Л. а. наличие и концентрация тех или иных примесей в смеси определяются по интенсивности и спектру излучения (см. *Спектральный анализ*). При малых оптич. толщинах исследуемого объекта и при малых концентрациях (т. е. в отсутствие концентрационного *тушения люминесценции*) интенсивность свечения пропорц. концентрации люминесцирующего вещества. При увеличении оптич. толщины пропорциональность нарушается, и при больших толщинах яркость люминесценции может не зависеть от концентрации.

Чувствительность хим. Л. а. очень велика и позволяет обнаруживать примеси нек-рых, в частности органических, веществ в концентрации до 10^{-10}—10^{-11} г/см³. В газовой фазе удаётся регистрировать отд. атомы. При возбуждении атомов и молекул в газовой фазе узкополосным излучением перестраиваемого лазера можно наблюдать люминесценцию отд. изотопов, т. е. проводить изотопный Л. а.

Помимо интенсивности и спектра люминесценции исследуемой характеристикой может быть её кинетика. В нек-рых случаях обработка спец. реактивами меняет параметры люминесценции (яркость, спектр, длительность и т. д.), и при Л. а. исследуется это изменение. Совр. методы Л. а. имеют временно́е разрешение выше чем 10^{-12} с. Знание кинетики люминесценции позволяет изучать процессы хим. превращений веществ и передачи энергии, напр. цепь энергетич. и хим. преобразований при фотосинтезе.

Сортовой Л. а. применяют в медицине и ветеринарии для обнаружения грибковых заболеваний, в сельском хозяйстве — для обнаружения заболеваний растений и семян, в геологии — при поиске полезных ископаемых, для обогащения алмазосодержащей породы, исследования путей подземной миграции воды и т. д.

К Л. а. можно отнести и люминесцентную дефектоскопию, а также регистрацию элементарных частиц с помощью сцинтилляционного счётчика. В люминесцентной микроскопии Л. а. производят с помощью мик-

роскопа. Л. а. применяют также для определения подлинности документов, обнаружения следов токсич. веществ, в реставрационных работах и т. п.

Лит. см. при ст. *Люминесценция*. *Э. А. Свириденков.*

ЛЮМИНЕСЦЕ́НЦИЯ (от лат. lumen, род. п. luminis — свет и -escent — суффикс, означающий слабое действие) — излучение, представляющее собой избыток над *тепловым излучением* тела и продолжающееся в течение времени, значительно превышающего период световых колебаний. Первая часть определения Л. отделяет её от теплового равновесного излучения и указывает на то, что понятие Л. применимо только к совокупности атомов (молекул), находящихся в состоянии, близком к равновесному (отклонение от равновесного состояния может заключаться в том, что одна термодинамич. подсистема, напр. ионы, имеет определ. темп-ру, а другая — валентные электроны — находится в неравновесном состоянии). При сильном отклонении от равновесного состояния говорить о тепловом излучении или Л. не имеет смысла. В видимой области спектра тепловое излучение становится заметным только при темп-ре $\sim 10^3$—10^4 К, люминесцировать же в этой области тело может при любой темп-ре, поэтому Л. часто наз. холодным свечением.

Вторая часть определения — признак длительности — была введена С. И. Вавиловым, чтобы отделить Л. от разл. видов рассеяния, отражения, параметрич. преобразования света, тормозного и Черенкова — Вавилова излучений. В отличие от рассеяния света, при Л. между поглощением и испусканием происходят промежуточные процессы, длительность к-рых больше периода световой волны. Однако критерий сравнения длительности этих процессов с периодом световой волны недостаточен, чтобы, напр., отделить резонансное рассеяние от т. н. резонансной флуоресценции (см. ниже). При большом времени жизни возбуждённого состояния акт резонансного рассеяния длится долее периода световых колебаний, как и процессов когерентного испускания света, системой атомов (см. *Фотонное эхо*). Однако в этих процессах сохраняются определ. соотношения между фазами поглощённой и испущенной световых волн, в то время как при Л. эта корреляция утрачивается. Поэтому целесообразно отделять Л. от др. процессов по времени фазовой релаксации поляризации среды.

Л. в природе — северное сияние, свечение нек-рых насекомых, минералов, гниющего дерева — наблюдалась давно, однако систематически Л. изучается с 17 в. Л.— квантовый процесс, происходит при квантовых переходах в атомах, молекулах, кристаллах.

Виды люминесценции. По виду возбуждения различают фотолюминесценцию (возбуждение светом), радиолюминесценцию (возбуждение проникающей радиацией; к ней, в частности, относятся рентгено-, катодо-, ионо- и α-люминесценции), электролюминесценцию (возбуждение электрич. полем), кандолюминесценцию (возбуждение при механич. воздействиях, напр. при разрушении кристаллич. решётки), хемилюминесценцию (возбуждение при хим. реакции), в частности биолюминесценцию, радикалорекомбинационную Л., лиолюминесценцию (возбуждение при растворении кристаллов).

По длительности свечения различают флуоресценцию (быстрозатухающую Л.) и фосфоресценцию (длительная Л.). Это деление условное, оно зависит от временно́го разрешения регистрирующих приборов. Иногда термины «флуоресценция» и «фосфоресценция» используют, чтобы отличить Л., происходящую при переходах с синглетных уровней, от переходов, происходящих с метастабильных триплетных уровней.

По механизму элементарных процессов различают резонансную, спонтанную, метастабильную, или вынужденную, и рекомбинационную Л.

Кроме способа возбуждения к осн. характеристикам Л. относятся энергетич. и квантовый выход Л., кинетика Л., спектральный состав свечения и возбуждающего света, механизм преобразования энергии.

Люминесцировать могут вещества во всех агрегатных состояниях — газы и пары́, растворы органич. веществ, стёкла, кристаллич. вещества; осн. условие — наличие дискретного спектра. Вещества с непрерывным энергетич. спектром (напр., металлы в конденсированном состоянии) не люминесцируют, т. к. в них энергия возбуждения непрерывным образом переходит в теплоту. Кроме того, для возникновения Л. вероятность излучат. переходов должна превышать вероятность безызлучательного. Соотношение между этими вероятностями определяет эффективность Л. Интенсивность Л. зависит от интенсивности возбуждения, поэтому не может служить характеристикой Л. Более однозначная характеристика — выход Л. — отношение энергии Л. к поглощённой энергии возбуждения (при фотолюминесценции — квантовый выход Л.— отношение числа испущенных и поглощённых квантов света).

Тушение люминесценции. Повышение вероятности безызлучательных переходов влечёт за собой тушение Л. Эта вероятность зависит от мн. факторов, возрастает, напр., при повышении темп-ры (температурное тушение), концентрации люминесцирующих молекул (концентрационное тушение) или примесей (примесное тушение). Тушение Л. зависит как от природы люминесцирующего вещества и его агрегатного состояния, так и от внеш. условий.

При низком давлении люминесцируют пары́ металлов, благородные газы, пары́ мн. органич. веществ. В достаточно разреженных атомных пара́х, когда время между соударениями больше времени жизни возбуждённого состояния, выход Л. близок к единице. При столкновениях энергия возбуждения может переходить в кинетич. энергию атомов, что уменьшает выход Л. В молекулярных пара́х энергия электронного возбуждения может безызлучательно переходить в колебательно-вращательную энергию молекул, к-рая при соударениях переходит в кинетич. энергию. Такие процессы часто приводят к полному тушению Л.

В конденсированных средах ещё более вероятны безызлучат. переходы энергии электронного возбуждения в колебательную и распределение её между мн. молекулами в результате их взаимодействия, что приводит систему к состоянию термодинамич. равновесия. Поэтому Л. наблюдается не у всех веществ, а лишь у тех, для к-рых по тем или иным причинам отношение вероятностей излучат. и безызлучат. переходов высоко. У специально приготовленных ярко люминесцирующих веществ — *люминофоров* — квантовый выход фотолюминесценции составляет десятки процентов, а у нек-рых приближается к единице.

В жидком состоянии люминесцируют растворы органич. веществ с цепями сопряжённых двойных связей, в т. ч. большинства ароматич. соединений (некрые из них — стильбен, антрацен и др. — способны люминесцировать и в кристаллич. состоянии), растворы ураниловых и платиносинеродистых солей, нек-рых солей редкоземельных и переходных металлов (примеси этих солей в кристаллич. и стеклообразных матрицах также способны к Л.). Люминесцируют нек-рые щёлочно-галоидные кристаллы, а также кристаллы групп $A_{II}B_{VI}$ (напр., ZnS) и $A_{III}B_{V}$, особенно кристаллы, содержащие примеси-активаторы (см. *Кристаллофосфоры*).

Механизм и свойства люминесценции. При возбуждении Л. атом (молекула), поглощая энергию, переходит с основного уровня энергии *1* (рис. 1) на возбуждённый уровень *3*. В атомных пара́х (Hg, Na, Cd и др.), нек-рых простых молекулах и в примесных атомах Л. может происходить непосредственно при переходе $3 \rightarrow 1$.

В этом случае частоты Л. и возбуждающего света совпадают, а Л. наз. р е з о н а н с н о й. При взаимодействии с окружающими атомами возбуждённый атом может передать им часть энергии и перейти на уровень *2*, при излучат. переходе с к-рого и происходит Л., наз.

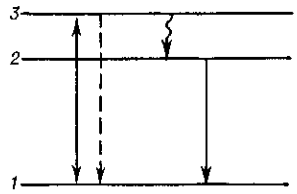


Рис. 1. Схема квантовых переходов при элементарном процессе люминесценции: *1* — основной уровень энергии; *2* — уровень испускания; *3* — уровень возбуждения. Пунктирной линией обозначен переход, соответствующий резонансной люминесценции, волнистой — безызлучательный переход.

с п о н т а н н о й. Как правило, уровень испускания *2* лежит ниже уровня *3*, часть энергии при возбуждении теряется на тепло, а длина волны испущенного света больше, чем поглощённого (с т о к с о в а л ю м и н е с ц е н ц и я; см. *Стокса правило*). Возможны и процессы, когда излучающий атом получает дополнит. энергию от др. атомов; тогда испущенный квант может иметь меньшую длину волны (а н т и с т о к с о в а Л.). Эта добавочная энергия может быть как энергией теплового движения атомов, так и результатом суммирования энергии возбуждения — передачи энергии, поглощённой неск. атомами, одному излучающему атому (см. *Кооперативная люминесценция*).

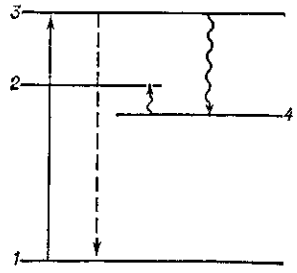


Рис. 2. Схема квантовых переходов при метастабильной (стимулированной) люминесценции: *1*, *2*, *3* — то же, что на рис. 1; *4* — метастабильный уровень.

В нек-рых случаях атом (молекула), прежде чем перейти на уровень испускания *2* (рис. 2), оказывается на промежуточном метастабильном уровне *4* и для перехода на уровень *2* ему необходимо сообщить дополнит. энергию, напр. энергию теплового движения или света. Л., возникающая при таких процессах, наз. м е т а с т а б и л ь н о й (вынужденной или стимулированной).

В молекулах мн. органич. веществ метастабильным уровнем наиб. часто служит триплетный. В этих молекулах наблюдается как быстрозатухающая Л., соответствующая переходам между синглетными уровнями, так и более длительная Л.— с участием триплетных уровней. Во мн. веществах триплет-синглетный переход также является излучательным, это приводит к появлению в спектре Л. дополнительной, более длинноволновой полосы.

При спонтанной Л. уровни *2* и *3* могут относиться к одному и тому же электронному состоянию, но к различным колебат. состояниям. Время колебат. релаксации $\sim 10^{-11}$—10^{-13} с, т. е. существенно меньше времени жизни возбуждённого электронного состояния. Т. о., за время, много меньшее времени высвечивания Л., в системе успевает установиться термодинамич. равновесие по колебат. степеням свободы. Это равновесное распределение и определяет спектральный состав полосы Л. В этом случае говорят о независимости спектра фотолюминесценции от длины волны возбуждающего света, а для определ. электронного состояния спектры поглощения и Л. зеркально симметричны относительно частоты чисто электронного перехода (см. *Лёвшина правило*).

При наблюдении Л. за очень короткие промежутки времени, когда в веществе ещё не установилось термодинамич. равновесие, можно обнаружить, что спектр Л. отличается от равновесного (см. *Горячая люминесценция*). Ширина спектральных полос Л. зависит от размеров молекул, агрегатного состояния, темп-ры и имеет значение (в волновых числах) от 10^{-3} (Л. атомов в атомных пучках) и единиц $см^{-1}$ (Л. примесей редкоземельных элементов в кристаллах) до 10^3 $см^{-1}$ (Л. растворов сложных органич. молекул).

Уровень испускания может принадлежать как тому же атому (молекуле), к-рый поглотил энергию возбуждения (такие переходы называются в н у т р и ц е н т р о в ы м и), так и др. частице. Передача энергии др. атомам и молекулам осуществляется электронами при электронно-ионных ударах, при процессах ионизации и рекомбинации, индуктивно-резонансным или обменным путём, при непосредственном столкновении возбуждённого атома с невозбуждённым. Из-за малой концентрации атомов в разреженных газах процессы резонансной и обменной передачи энергии в них играют малую роль. Они становятся существенными в конденсированных средах, где энергия возбуждения может передаваться также с помощью колебаний ядер. И, наконец, в кристаллах определяющей становится передача энергии с помощью электронов проводимости, дырок и электронно-дырочных пар (экситонов). Если заключит. актом передачи энергии является рекомбинация (напр., электронов и ионов или электронов и дырок), то сопровождающая этот процесс Л. наз. р е к о м б и н а ц и о н н о й.

В реальных кристаллах необходимо учитывать происходящие в них промежуточные процессы. Упрощённая схема переходов в кристаллофосфорах представлена на рис. 3. Между энергетическими зонами—валентной (*1*) и проводимости (*3*) расположены локальные уровни энергии, связанные с атомами примесей или дефектами решётки. Если переходы между уровнями локального центра сопровождаются излучением, то такие центры наз. ц е н т р а м и с в е ч е н и я или ц е н т р а м и Л. (уровни *2* и *4*). Помимо центров свечения примеси и др. дефекты решётки могут создавать ловушки (*5*) электронов и центры безызлучат. рекомбинации (*6*) (ц е н т р ы т у ш е н и я). Поглощение света при фотолюминесценции или электронный удар при электролюминесценции переводит электроны из валентной зоны или центра Л. в зону проводимости (переходы *а* и *б* соответственно). При межзонном возбуждении дырка из валентной зоны может уйти на центр Л. (*в*). В зоне проводимости электроны диффундируют, оседая на т. н. мелких ловушках и затем термически высвобождаясь из них (переходы *г* и *д* соответственно). Далее они могут возвратиться на ионизованный центр Л. (*г*) и при рекомбинации испустить квант света.

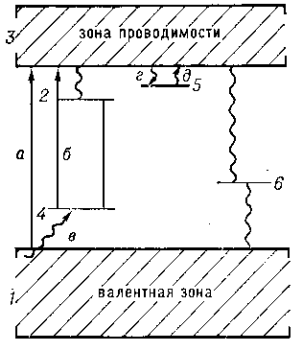


Рис. 3. Схема переходов при люминесценции кристаллофосфоров: *1* — валентная зона; *2* и *4* — уровни центра люминесценции; *3* — зона проводимости; *5* — ловушки электронов; *6* — уровень безызлучательной рекомбинации. Переходы *а* и *б* соответствуют возбуждению люминесценции, *в* — ионизация центра дыркой, *г* и *д* — оседание электронов на ловушках и их освобождение.

В чистых кристаллах с малым кол-вом примесей наблюдаются также полосы э к с и т о н н о й Л., соответствующие рекомбинации экситонов. В нек-рых кристаллах возможно наблюдение т. н. к р а е в о й Л., соответствующей непосредственной межзонной рекомбинации электронов и дырок. В процессе миграции электронов по зоне проводимости может возникать их безызлучат. рекомбинация с центрами тушения (*6*), захватившими дырки из валентной зоны.

Кинетика люминесценции. Кинетика затухания спонтанной Л. в простейшем случае, когда можно пренебречь временем колебат. релаксации и малы вероятности безызлучат. переходов, описывается экспоненциальным законом:

$$I = I_0 \exp(-t/\tau),$$

где I_0 и I — интенсивности Л. соответственно в нач. момент времени и через время t; τ характеризует ср. время жизни возбуждённого состояния, равное обратной величине вероятности A спонтанного перехода в единицу времени (см. *Эйнштейна коэффициенты*). Если квантовый выход Л. меньше единицы, то $1/\tau = A+q$, где q — вероятность безызлучат. потери энергии электронного возбуждения. В этом случае экспоненциальный закон затухания сохраняется только при $q=\text{const}$. Когда q оказывается зависящим от времени (напр., если тушение определяется диффузионным сближением молекул люминесцирующего вещества и тушителя при индуктивно-резонансном или обменном механизме передачи энергии; см. *Перенос энергии*), затухание Л. не является экспоненциальным. Отклонение от экспоненциальной зависимости может возникать также при Л. вещества большой толщины, когда спектры Л. и поглощения перекрываются; тогда явления реабсорбции и переизлучения (см. *Перенос излучения*) приводят к затягиванию Л. При большой мощности возбуждения может возникнуть инверсия населённости в веществе, когда на нижних колебат. уровнях возбуждённого электронного состояния оказывается больше частиц, чем на колебат. уровнях осн. электронного состояния. В этом случае наблюдается эффект усиления света, которое приводит к изменению спектрального состава Л., её яркости, кинетики и угл. распределения. Такая Л. наз. с у п е р л ю м и н е с ц е н ц и е й.

Кинетика метастабильной Л. после прекращения возбуждения в случае с одним метастабильным уровнем определяется суммой двух экспонент:

$$I(t) = C_1 \exp(-t/\tau_1) + C_2 \exp(-t/\tau_2),$$

причём времена жизни τ_1 и τ_2 на уровнях зависят от вероятностей излучат. и безызлучат. переходов, а предэкспоненциальные множители C_1 и C_2 — кроме того, и от нач. состояния молекул. Вероятность W безызлучат. перехода с метастабильного уровня *4* на уровень испускания *2* при поглощении энергии теплового движения зависит от абс. темп-ры T:

$$W = W_0 \exp\left(-\frac{\Delta\varepsilon}{kT}\right),$$

где $\Delta\varepsilon$ — глубина метастабильного уровня *4* относительно уровня *2*. В связи с этим время затухания метастабильной Л. оказывается резко зависящим от темпры, в отличие от спонтанной, в к-рой температурная зависимость проявляется только через тушение.

В простейшем случае кинетика рекомбинационной Л. описывается ур-нием бимолекулярной реакции, решение к-рого приводит к гиперболич. закону затухания:

$$I = I_0/(1+pt)^2$$

(p — постоянная).

Кинетика Л. кристаллофосфоров сложна и определяется вероятностями излучат. и безызлучат. переходов, вероятностями захвата и освобождения электронов и дырок ловушками. Во мн. случаях в широком диапазоне времён кинетика затухания Л. аппроксимируется гиперболой Беккереля:

$$I = I_0/(1+pt)^{\alpha},$$

где $\alpha \leqslant 2$. При включении возбуждающего света наблюдаются процессы нарастания яркости Л., связанные с накоплением электронов на ловушках. В зависимости от условий, в частности от глубины ловушек и темп-ры, затухание Л. кристаллофосфоров может продолжаться от $\sim 10^{-8}$ с до неск. часов. Если происходят процессы тушения, то сокращается время затухания Л. и уменьшается её выход.

При изучении Л. кристаллофосфоров необходимо учитывать также освобождение электронов из ловушек под действием возбуждающего света (т. н. высвечивающее действие света). Запасённая электронами на ловушках энергия (запасённая светосумма) может быть освобождена при нагревании кристаллофосфора. Метод термовысвечивания применяется для исследования энергетич. спектра уровней захвата. Освобождение ИК-светом электронов из ловушек предварительно возбуждённого кристаллофосфора используется для создания вспышечных фосфоров, предназначенных для визуализации ИК-света (см. *Сенсибилизированная люминесценция*).

Исследование кинетики Л. позволяет судить о вероятностях переходов, процессах миграции энергии и процессах взаимодействия атомов и молекул. Кинетика Л. изучается с помощью с п е к т р о ф л у о р и м е т р о в. Совр. спектрофлуориметры, основанные на высокочастотной модуляции возбуждающего света или использующие лазеры с пикосекундной длительностью возбуждающих импульсов света, имеют временно́е разрешение в неск. пикосекунд. С их помощью удаётся исследовать процессы внутримолекулярной релаксации колебат. энергии.

Применения люминесценции. Исследование спектров Л. и спектров возбуждения Л. является составной частью *спектроскопии* и даёт информацию об энергетич. спектре веществ. Наряду с обычными задачами спектроскопии при исследовании Л. важным является измерение выхода Л.

По поляризации Л. можно определить ориентацию и мультипольность испускающих и поглощающих атомных и молекулярных систем и получить информацию о процессах передачи энергии между ними (см. *Поляризованная люминесценция*).

Люминесцентные методы относятся к наиб. важным в физике твёрдого тела. При изучении кристаллофосфоров параллельно сравнивают их Л. и проводимость. Биолюминесценция позволяет получать информацию о процессах, происходящих в клетках на молекулярном уровне.

Люминесцирующие вещества являются активной средой лазеров. Яркость Л. и её высокий энергетич. выход для ряда веществ позволили создать нетепловые источники света (газоразрядные и люминесцентные лампы) с высоким кпд. Яркая Л. ряда веществ обусловила развитие метода обнаружения малых кол-в примесей и сортировки по их Л. и изучение смесей, напр. нефти; чувствительность совр. флуоресцентного анализа позволяет детектировать отд. ионы (см. *Люминесцентный анализ*).

Катодолюминесценция лежит в основе свечения экранов осциллографов, телевизоров, локаторов и т. д. Мн. полупроводниковые светодиоды основаны на явлении электролюминесценции; в рентгеноскопии используется рентгенолюминесценция. В *сцинтилляционных детекторах* использована радиолюминесценция. Л. применяется в дефектоскопии, криминалистике, люминесцентными красками окрашивают ткани, дорожные знаки, отбеливают бумагу и т. д.

Лит.: Л е в ш и н В. Л., Фотолюминесценция жидких и твёрдых веществ, М.— Л., 1951; В а в и л о в С. И., Собр. соч., т. 2, М., 1952, с. 20, 28, 29; А н т о н о в - Р о м а н о в с к и й В. В., Кинетика фотолюминесценции кристаллофосфоров, М., 1966; Г у р в и ч А. М., Введение в физическую химию кристаллофосфоров, 2 изд., М., 1982; А г р а н о в и ч В. М., Г а л а н и н М. Д., Перенос энергии электронного возбуждения в конденсированных средах, М., 1978.

Э. А. Свириденков.

ЛЮМИНОФО́РЫ (от лат. lumen, род. п. luminis — свет и греч. phorós — несущий) — специально синтезируемые вещества, способность к *люминесценции* к-рых при разл. способах возбуждения используется

для практич. целей. Различают органич. Л. и неорганич. Л. По типу возбуждения и соответственно областям применений Л. делят на фото-, катодо-, электро-, рентгено-, хемилюминофоры и т. п.

Состав и методика синтеза Л., а также вид и условия их возбуждения (темп-ра, интенсивность возбуждения и т. д.) обычно существенно сказываются на кинетике происходящих в них процессов, а тем самым и на осн. характеристиках люминесценции (спектральном составе излучения, эффективности преобразования энергии, длительности послесвечения). Лишь в нек-рых фотолюминофорах реализуется механизм внутрицентровой люминесценции, т. е. механизм, при к-ром все процессы от поглощения энергии возбуждения до испускания квантов света происходят в пределах одного и того же *центра люминесценции*. В большинстве же Л. (напр., в кристаллофосфорах) при неоптич. способах возбуждения (а иногда и при фотовозбуждении) возникновению свечения предшествуют разл. процессы *переноса энергии* возбуждения, наличие к-рых, а также процессов размножения элементарных возбуждений или суммирования их энергии приводит к ещё более сильной зависимости характеристик люминесценции от энергетич. структуры Л.: существования в нём неск. сортов центров люминесценции и тушения, образованных специально вводимыми или неконтролируемыми примесями, а также структурными дефектами (напр., вакансиями и межузельными ионами в кристаллофосфорах). Поэтому, чтобы устройства, в к-рых применяют Л., удовлетворяли технич. требованиям, должна строго соблюдаться технология синтеза Л.

В СССР ассортимент промышленных Л. насчитывает сотни марок и непрерывно расширяется. Процесс получения Л. состоит из неск. последоват. стадий: приготовления и очистки исходных реактивов, соосаждения полупродуктов, термич. обработки, очистки поверхности для удаления примесей и т. д. Концентрация тушащих примесей в конечном продукте не должна превышать 10^{-4}—10^{-5} %.

Из неорганических Л. наиб. широко применяют кристаллофосфоры, к-рые используют в светотехнике, телевидении, измерит. технике (системах оптич. отображения информации), медицине, ядерной физике, квантовой электронике и т. д. К неорганич. Л. относятся также люминесцирующие стёкла (в основном с добавками ионов редкоземельных элементов), к-рые применяют в качестве активных сред лазеров.

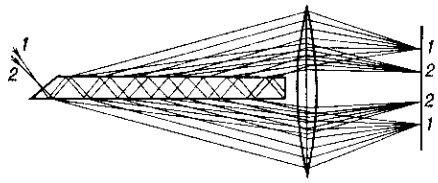
Органические Л. представляют собой сложные высокомолекулярные соединения: ароматич. углеводороды и их производные, гетероциклич. соединения, комплексные соединения атомов металлов с органич. лигандами и т. д. Механизм свечения органич. Л. обычно внутрицентровой. Нек-рые из них люминесцируют в растворах, другие — в кристаллич. состоянии. Растворы органич. Л. (красителей) применяют в качестве рабочего вещества в лазерах с перестраиваемой частотой (см. *Жидкостные лазеры*). Органич. Л. входят в состав флуоресцентных красок, к-рые благодаря сложению люминесцентного и отражённого поверхностью света обладают высокой яркостью. Пигменты на основе карбамид- и меламиноформальдегидных смол применяют для окрашивания пластмасс и волокон, отбеливания тканей, бумаги и для разл. покрытий. Органич. Л. используют также в люминесцентной дефектоскопии, в молекулярной биологии и медицине для обнаружения и определения малых кол-в веществ. При этом особое значение приобретает применение небольших кол-в нек-рых органич. Л. (напр., флуоресцины, акридин жёлтый, мероцианины) в качестве меток и микрозондов для изучения жизнедеятельности клеток, проницаемости мембран, межклеточных взаимодействий, установления границ поражения тканей, транспорта лекарственных препаратов или отравляющих веществ в живых организмах.

Лит.: Фок М. В., Введение в кинетику люминесценции кристаллофосфоров, М., 1964; Неорганические люминофоры, Л., 1975; Красовицкий Б. М., Болотин Б. М., Органические люминофоры, 2 изд., М., 1984; Владимиров Ю. А., Добрецов Г. Е., Флуоресцентные зонды в исследовании биологических мембран, М., 1980.

Ю. Н. Тимофеев.

ЛЮММЕРА — БРОДХУНА КУБИК — см. *Кубик фотометрический.*

ЛЮММЕРА — ГЕРКЕ ПЛАСТИНКА — многолучевой оптич. *интерферометр*, представляющий собой плоскопараллельную пластинку из стекла или кварца, обработанную с высокой степенью точности. При последоват. отражениях от поверхностей пластинки (рис.)



часть исходного луча, преломляясь, выходит из неё. При этом образуются пучки параллельных лучей, обладающие пост. разностью хода по отношению друг к другу, к-рые интерферируют в фокальной плоскости собирающей линзы, поставленной на их пути. Изобретена О. Люммером (O. Lummer) и Э. Герке (E. Gehrcke).

Лит. см. при ст. *Интерферометр.*

ЛЮТЕЦИЙ (Lutetium), Lu,— хим. элемент III группы периодич. системы элементов, ат. номер 71, ат. масса 174,967, относится к *лантаноидам*. Природный Л. состоит из смеси стабильного ^{175}Lu (97,41%) и слабо β^--радиоактивного ^{176}Lu ($T_{1/2}=3{,}6\cdot10^{10}$ лет). Электронная конфигурация внеш. оболочек $5s^2p^6d^16s^2$. Энергии последоват. ионизации равны 5,426; 13,9; 20,960 и 45,19 эВ. Кристаллохим. радиус атома Л. 0,174 нм, иона Lu^{3+} 0,080 нм. Значение электроотрицательности 1,14.

В свободном виде — серебристо-белый металл. Обладает гексагональной плотноупакованной решёткой, параметры к-рой $a=0{,}3505$ и $c=0{,}5553$ нм. Плотн. 9,84 кг/дм^3, $t_{пл}=1663$ °С, $t_{кип}$ ок. 3412 °С. Теплоёмкость $c_p=26{,}56$ Дж/(моль·К), теплота плавления 18,85 кДж/моль, теплота кипения 356,6 кДж/моль. Уд. сопротивление 0,68 мкОм·м (25 °С). Л. парамагнитен, магн. восприимчивость $+0{,}102\cdot10^{-9}$. Тв. по Виккерсу (для литого Л.) 1,15 ГПа.

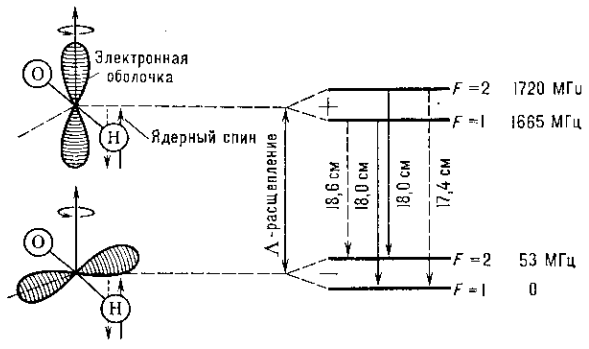
В соединениях проявляет степень окисления +3. Может применяться как геттер в эл.-вакуумной технике. На ядрах искусств. нейтронодефицитного ^{151}Lu впервые наблюдали испускание протонов из осн. состояния. В качестве радиоакт. индикатора наиб. удобен β^--радиоактивный ^{177}Lu ($T=_{1/2}6{,}71$ сут).

С. С. Бердоносов.

ЛЯВА ВОЛНЫ — *поверхностные акустические волны* с горизонтальной поляризацией, к-рые распространяются на границе твёрдого полупространства с твёрдым слоем.

ЛЯМБДА-УДВОЕНИЕ (РАСЩЕПЛЕНИЕ) УРОВНЕЙ ЭНЕРГИИ МОЛЕКУЛ — слабое расщепление на два уровня каждого электронно-колебательно-вращательного энергетич. уровня молекулы с неравными нулю квантовыми числами Λ и J (см. *Молекула*). Число Λ описывает проекцию момента кол-ва движения электронной оболочки L на электрич. ось молекулы Z, J — вращательное квантовое число молекулы. При $\Lambda\neq0$ проекция L на вектор Z может располагаться в двух противоположных направлениях: вдоль и против Z. При отсутствии вращения молекулы как целого ($J=0$) оба состояния имеют равную энергию (состояния вырождены). Вырождение снимается вращением молекулы. При $\Lambda\neq0$ электронное облако молекулы не является сферически-симметричным. При $\Lambda=1$, когда асим-

метрия наиб. выражена, электронное облако имеет вид гантели, ориентированной перпендикулярно оси молекулы (рис.). Во вращающейся молекуле электронное облако может быть вытянуто либо вдоль оси вращения молекулы, либо перпендикулярно оси. Моменты инерции молекулы в этих двух случаях различны и вращательные уровни расщепляются на два. Возникающие пары уровней имеют разную чётность. Переходы между ними дипольно разрешены, и излучение, соответствующее этим переходам, попадает в радиодиапазон. Λ-удвоение обычно возникает в возбуждённых состояниях молекул. В осн. энергетич. состояниях чаще всего $\Lambda=0$ (Σ-термы) и $J=0$. Исключение составляют нек-рые радикалы. Примерами являются CH и OH, имеющие один неспаренный электрон, ниж. электронные термы $^2\Pi_{1/2}$ и $^2\Pi_{3/2}$ и мин. значения J, равные $^1/_2$ и $^3/_2$ соответственно. Переходы между уровнями Λ-дублета молекул OH ($J=^3/_2$, $^2\Pi_{3/2}$) межзвёздной среды порождают радиоизлучение с длиной волны 18 см.



Схема, поясняющая Λ-удвоение основного состояния радикала OH, а также сверхтонкое расщепление, обусловленное спином протона. F — полный момент молекулы, учитывающий ядерные спины; знаки + и — указывают чётность состояний. Энергия уровней относительно нулевого уровня дана в МГц.

Н. Г. Бочкарёв.

М

МАГИЧЕСКИЕ ЯДРА — атомные ядра, в к-рых число нейтронов N или (и) число протонов Z равно одному из т. н. магич. чисел: 2, 8, 20, 50, 82 и $N=126$. М. я. отличаются среди др. ядер повышенной устойчивостью, большей распространённостью в природе и др. особенностями. Напр., при переходе через магич. число наблюдается уменьшение энергии отрыва нуклона от ядра. Магич. числа соответствуют наиб. выраженным максимумам распространённости ядер. Ядра с магич. N и Z наз. дважды магическими. К ним относятся $^4_2He_2$, $^{16}_8O_8$, $^{40}_{20}Ca_{20}$, $^{132}_{50}Sn_{82}$, $^{208}_{82}Pb_{126}$. Менее отчётливо выражены максимумы, соответствующие $N=28$, $Z=28$, 38, 40. Это $^{48}_{20}Ca_{28}$, $^{56}_{28}Ni_{28}$, $^{88}_{38}Sr_{50}$, $^{90}_{40}Zr_{50}$. Есть основания считать магич. числом $Z=64$ (не общепринято). Ядра с магич. N и немагич. Z (или наоборот) иногда наз. полумагическими.

В зависимости энергии связи $\mathcal{E}_{св}$ ядра от N и Z магич. числам соответствуют особенности. Однако эти особенности заметны только после выделения из полной энергии связи плавной части, описываемой *капельной моделью ядра*. Остаток (т. н. оболочечная поправка) очень мал (~1—2%), но именно он и испытывает резкие скачки вблизи магич. N и Z (рис. 1). Более отчётливо магичность ядер проявляется в энергиях отделения нейтрона (рис. 2):

$$\mathcal{E}_n(N, Z)=\mathcal{E}_{св}(N, Z)-\mathcal{E}_{св}(N-1, Z)$$

и протона:

$$\mathcal{E}_p(N, Z)=\mathcal{E}_{св}(N, Z)-\mathcal{E}_{св}(N, Z-1).$$

Существование М. я. послужило одним из доводов в пользу простейшей *оболочечной модели ядра*, согласно к-рой нуклоны в ядре движутся независимо в ср. поле, создаваемом др. нуклонами. При этом оболочечная структура ядра в основном определяется системой одночастичных уровней (подоболочек) в этом поле. В сферич. ядре из-за центр. симметрии ср. поля одночастичные уровни $(2j+1)$ раз кратно вырождены, где j — полный угловой момент нуклона. Нуклоны данного сорта последовательно заполняют подоболочки. Магич. числа связаны с существованием в спектрах одночастичных состояний зазоров, намного превышающих ср. расстояние между подоболочками (маговые просветы). В М. я. все уровни ниже магового просвета заполнены. Большая энергетическая щель между

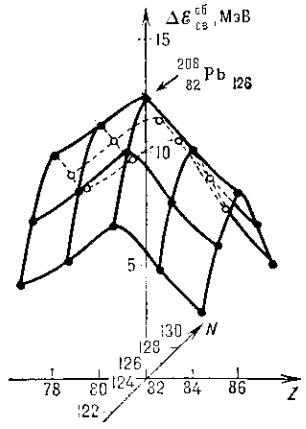


Рис. 1. Зависимость оболочечной поправки $\Delta\mathcal{E}^{об}_{св}$ от N и Z вблизи магического ядра ^{208}Pb.

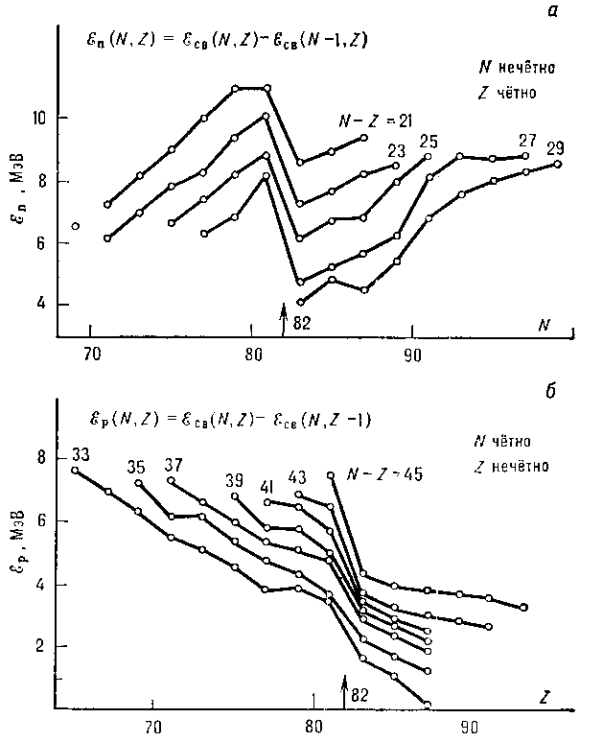


Рис. 2. Зависимость от N и Z энергий отделения нейтрона (*а*) и протона (*б*) для нечётных ядер в окрестности магич. чисел $Z=82$, $N=82$. Соединены точки, отвечающие ядрам с одной и той же величиной нейтронного избытка $N-Z$; кривые $\mathcal{E}_n$ вблизи $N=82$ и $\mathcal{E}_p$ вблизи $Z=82$ испытывают характерный излом. Аналогичная картина наблюдается и вблизи других магических чисел.

заполненными и свободными уровнями и обуславливает повышенную устойчивость М. я.

Свойства нечётных ядер, являющихся соседями М. я. (о к о л о м а г и ч. я д р а), также объясняются одночастичной моделью оболочек. В их энергетич. спектрах выделяются состояния, совпадающие с одночастичными уровнями в ср. поле М. я. При этом уровни, лежащие выше магового просвета (ч а с т и ч н ы е у р о в н и), определяют спектр ядра, получающегося добавлением нуклона к М. я., а уровни ниже магового просвета (д ы р о ч н ы е у р о в н и) — спектр ядра, образующегося при удалении нуклона из М. я.

Отличит. чертой М. я. является отсутствие в них сверхтекучести, к-рая изменяет характер спектра одночастичных возбуждений (см. *Сверхтекучая модель ядра*). В сверхтекучем ядре каждое одночастичное состояние — суперпозиция частичной и дырочной компонент. На рис. 3 показан спектр нейтронных одночастичных возбуждений ядра ^{124}Sn, в к-ром нейтронная подсистема сверхтекуча. Разделение уровней на частичные и дырочные условно и означает только, что в первом случае больше частичная компонента, а во втором — дырочная. В несверхтекучем М. я. ^{132}Sn щель между частичными и дырочными уровнями значительно больше, чем в сверхтекучем ^{124}Sn. Это проявляется в большем по сравнению с немагич. ядрами различии между энергиями присоединения и отделения нуклона в М. я.

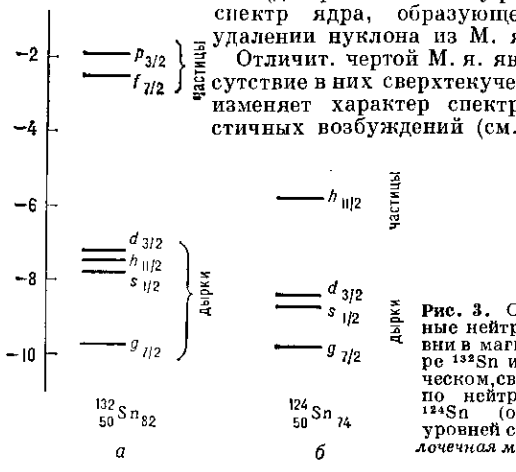


Рис. 3. Одночастичные нейтронные уровни в магическом ядре ^{132}Sn и полумагическом, сверхтекучем по нейтронам ядре ^{124}Sn (обозначения уровней см. в ст. *Оболочечная модель ядра*).

Значительно различаются и свойства частично-дырочных *коллективных возбуждений ядер* в магич. и немагич. ядрах. В дважды М. я. первое возбуждённое состояние имеет, как правило, характеристики $I^{\pi}=3^-$ (откупольное возбуждение отрицат. чётности, I — полный угловой момент, π — чётность состояния). В немагическом (хотя бы по одному типу частиц) ядре это всегда уровень 2^+ (квадрупольное возбуждение положит. чётности). При этом в полумагич. средних и тяжёлых ядрах уровень 2^+ обычно имеет энергию возбуждения $\mathcal{E}\sim1$ МэВ, а в немагических (по обоим сортам частиц) $\mathcal{E}\sim300$—500 кэВ (рис. 4). Понижение уровня 2+ отражает уменьшение квадрупольной «жёсткости», к-рое является предвестником возникновения стабильной ядерной деформации (см. *Деформированные ядра*). Спектры ^{208}Pb и ^{146}Gd во многом идентичны. Этот факт — один из основных аргументов в пользу магичности ^{146}Gd. Сильное опускание уровня 2^+ в немагич. ядрах и связанная с этим большая степень его коллективности приводят к сильному взаимодействию между коллективными и одночастичными степенями свободы. В М. я. это взаимодействие невелико и может быть учтено на основе теории возмущений. Поэтому теоретич. описание М. я. и их нечётных соседей наиб. просто.

Резкие изменения свойств коллективных возбуждений 2^+ в окрестности М. я. ответственны ещё за одну «магическую» аномалию — особенность в зависимости радиуса ядра R от массового числа A. Радиусы ядер с большой точностью описываются моделью жидкой капли: $R=r_0A^{1/3}$, где коэфф. $r_0(\sim1$ фм) почти не зависит от A. Этот закон справедлив как для радиуса распределения по массе, так и для зарядового радиуса R_c. Вблизи М. я. наблюдаются отклонения от этого закона. Они наиб. отчётливо проявляются в т. н. изотопич. сдвигах атомных уровней, из к-рых находится изменение R_c ядра при добавлении к нему одного или двух нейтронов. Модель жидкой капли даёт: $\delta R_c=(1/3)r_0A^{-2/3}\delta A$. В окрестности М. я. этот закон, как правило, нарушается:

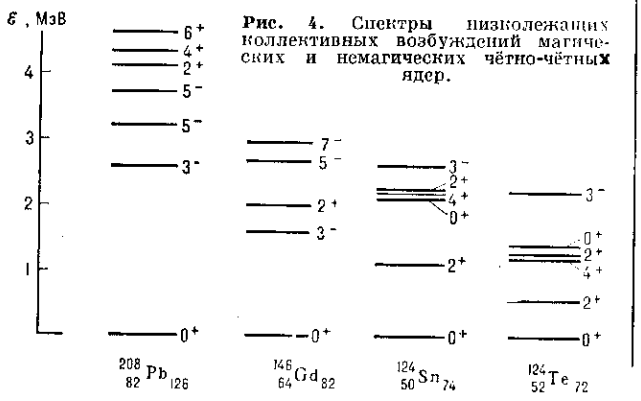


Рис. 4. Спектры низколежащих коллективных возбуждений магических и немагических чётно-чётных ядер.

в цепочке полумагич. изотопов (магич. Z) при приближении к магич. N со стороны меньших значений рост R_c резко замедляется. Иногда вместо роста происходит уменьшение R_c (напр., ^{86}Sr—^{88}Sr). Зато при дальнейшем увеличении N рост происходит быстрее, чем по закону $r_0A^{1/3}$, так что в среднем этот закон выполняется.

Модель оболочек и микроскопич. теория ядра предсказывают существование новых магич. чисел: $Z=110$, 114, 120, $N=184$ и др. В связи с этим предполагается существование новых областей («островов») сверхтяжёлых ядер, обладающих повышенной стабильностью по сравнению с соседями. Синтез элементов с $Z=106$. 109 подтверждает этот вывод теории, однако полученные ядра α-активны, так что, по-видимому, открыт не остров, а «мель» стабильности (см. *Трансурановые элементы*). Др. направление поиска новых М. я. связано с продвижением за границы долины β-стабильности. На этом пути были получены М. я. ^{132}Sn и ^{146}Gd, а также др. изотопы Sn, близкие к пока не полученному М. я. ^{100}Sn.

Лит.: Бор О., Моттельсон Б., Структура атомного ядра, пер. с англ., т. 1, М., 1971.

Э. Е. Саперштейн.

МАГНЕТИЗМ — 1) особая форма взаимодействия электрич. токов и магнитов (тел с *магнитным моментом*) между собой и токов с магнитами. 2) Раздел физики, изучающий это взаимодействие и свойства веществ, в к-рых М. проявляется.

Основные проявления магнетизма

Магн. взаимодействие пространственно разделённых тел осуществляется *магнитным полем* $\boldsymbol{H}$, к-рое, как и электрич. поле $\boldsymbol{E}$, представляет собой проявление эл.-магн. формы движения материи (см. *Электромагнитное поле*). Между электрич. и магн. полями нет полной симметрии: источниками E являются электрич. заряды, но магн. зарядов (*магнитных монополей*) пока не наблюдали, хотя теория (см. *Великое объединение*) предсказывает их существование. Источник магн. поля $\boldsymbol{H}$ — движущийся электрич. заряд, т. е. электрич. ток. В атомных масштабах движение электронов и протонов создаёт орбитальные микротоки, связанные с переносным движением этих частиц в атомах или атомных ядрах; кроме того, наличие у микрочастиц *спина* обусловливает существование у них спинового магн. момента. Поскольку электроны, протоны и нейтроны,

образующие атомные ядра, атомы, молекулы и все макротела (газы, жидкости, кристаллич. и аморфные твёрдые тела) имеют собств. магн. момент, то, в принципе, все вещества подвержены влиянию магн. поля — обладают магн. свойствами, т. е. являются *магнетиками*.

Известны два осн. эффекта воздействия внеш. магн. поля $\boldsymbol{H}_{\text{вн}}$ на вещества: 1) по закону *электромагнитной индукции* при помещении тела в поле $\boldsymbol{H}_{\text{вн}}$ в теле возникает индукц. ток, магн. поле к-рого направлено против $\boldsymbol{H}_{\text{вн}}$ (*Ленца правило*), т. е. магн. момент вещества, создаваемый $\boldsymbol{H}_{\text{вн}}$, всегда направлен против поля (*диамагнетизм* веществ); 2) если атомы вещества имеют спонтанный магн. момент, то $\boldsymbol{H}_{\text{вн}}$ ориентирует атомные магн. моменты вдоль своего направления и создаёт магн. момент вещества вдоль поля (*парамагнетизм* веществ). Существ. влияние на магн. свойства вещества могут оказывать и внутр. взаимодействия (электрич. и магн.) микрочастиц — носителей магн. момента. Иногда они приводят к спонтанной (не зависящей от $\boldsymbol{H}_{\text{вн}}$) упорядоченной ориентации магн. моментов частиц. Вещества, в к-рых атомные магн. моменты спонтанно ориентируются параллельно друг другу, наз. ферромагнетиками (ФМ) (см. *Ферромагнетизм*), а вещества, в к-рых ориентация отд. групп атомных моментов антипараллельна,— антиферромагнетиками (АФМ) (см. *Антиферромагнетизм*). Кроме таких коллинеарных ФМ- и АФМ-структур наблюдаются и неколлинеарные *магнитные атомные структуры* (винтовые или спиральные, треугольные и др.). Сложность атомной структуры веществ, построенных из огромного числа микрочастиц, даёт практически неисчерпаемое разнообразие их магн. свойств, связь к-рых с немагн. свойствами (электрич., механич., оптич. и др.) позволяет использовать исследования магн. свойств для получения информации о внутр. структуре и др. свойствах микрочастиц и макротел.

Огромный диапазон проявлений М.— от М. элементарных частиц до М. космич. тел (Земли, Солнца, звёзд и др.), а также космич. пространства — объясняет глубокий интерес к М. со стороны мн. наук (физики, астрофизики, геофизики, химии, биологии, геологии и др.) и его широчайшее применение в технике.

Магнетизм веществ

Макроскопич. проявления М. веществ рассматриваются в рамках теории эл.-магн. поля (см. *Максвелла уравнения*), *термодинамики* и *статистической физики*. Одной из осн. макрохарактеристик магнетика, определяющей его термодинамич. состояние, является вектор намагниченности $\boldsymbol{M}$ (суммарный магн. момент единицы объёма вещества) — ф-ция $\boldsymbol{H}$ и темп-ры T. Зависимость $\boldsymbol{M}$ $(\boldsymbol{H}, T)$ (см. *Намагничивания кривые*) имеет разл. вид у разных магнетиков. В ряде случаев эта связь линейна: $\boldsymbol{M}=\varkappa\boldsymbol{H}$, где $\varkappa$ — *магнитная восприимчивость* единицы объёма вещества (для диамагнетиков $\varkappa<0$, для парамагнетиков $\varkappa>0$). Для ФМ зависимость $\boldsymbol{M}(\boldsymbol{H}, T)$ нелинейна и неоднозначна (см. *Гистерезис магнитный*): $\varkappa$ у ФМ зависит не только от T и свойств вещества, но также от $\boldsymbol{H}$ и магн. предыстории. В термодинамике M определяется через *потенциал термодинамический* $\Phi(\boldsymbol{H}, T, P)$ по ф-ле $\boldsymbol{M}=-(\partial\Phi/\partial\boldsymbol{H})_{T,P}$ (P — давление).

Из общих положений классич. статистич. физики и электродинамики следует, что электронные системы не могут обладать устойчивым магн. моментом (*Бора — ван Лёвен теорема*), что противоречит опыту. Квантовая механика, объяснившая устойчивость атомов, объяснила и существование устойчивых магн. моментов у атомов и макротел. М. электронной оболочки атомов и атомных ядер обусловлен спиновыми и орбитальными магн. моментами электронов и нуклонов (см. *Атом*, *Ядро атомное* и *Магнетизм микрочастиц*). У одноатомных инертных газов (He, Ne, Ar и др.) электронные оболочки магнитно-нейтральны, и эти газы являются диамагнетиками (ДМ). Электронная оболочка атомов щелочных металлов (Li, Na, K и др.) в невозбуждённом состоянии обладает лишь спиновым магн. моментом валентного электрона (*s*-состояние, орбитальный магн. момент =0). Т. о., атомы этих веществ парамагнитны. У атомов переходных *d*-металлов (Fe, Co, Ni и др. 3*d*-, 4*d*- и 5*d*- хим. элементы), редкоземельных 4*f*-металлов (РЗМ), актинидов (U и др.) и трансуранов не достроены внутренние *d*- и *f*-слои электронных оболочек. Спиновые и орбитальные магн. моменты электронов этих слоёв не скомпенсированы (*Хунда правило*), что приводит к существованию у атомов и ионов этих хим. элементов спонтанных магн. моментов.

Магн. свойства веществ определяются природой атомных носителей М. и характером их взаимодействий: вещество одного хим. состава в зависимости от внеш. условий, кристаллич. и фазовой структуры, степени атомного порядка в сплаве и т. п. может обладать разл. магн. свойствами. Более простая картина реализуется в газах и (в определённой степени) в кристаллич. и аморфных *диэлектриках*. Однако в проводниках (металлах и сплавах) всё усложняется из-за наличия в них коллективизиров. электронов (бывших валентных), к-рые сами являются источниками М. В переходных металлах из-за взаимодействия коллективизиров. электронов с магн. моментами *d*- и *f*-оболочек (а также взаимодействия между этими самыми оболочками из-за перекрытия волновых ф-ций соседних атомов, что имеет место гл. обр. для *d*-оболочек) нарушается строгая атомная локализация электронов этих оболочек, возникает гибридизация *s*- и *d*, *f*-состояний (см. *Гибридизация атомных орбиталей*). В результате атомные магн. моменты, особенно *d*-оболочек, оказываются изменёнными по сравнению с моментами изолиров. атомов. Т. о., в металле магн. момент иона обусловлен самим ионом и окружающим его облаком коллективизиров. *s*-электронов, а также, по крайней мере, частично *p*-, *d*- и даже *f*-электроном, намагниченным, как правило, антипараллельно магн. моменту локализованных *d*- или *f*-оболочек (что может приводить к т. н. экранированию Кондо). Наиб. ярко это проявляется при очень низких темп-рах и в сильно разбавленных растворах магн. ионов в диамагн. матрице — при $T<T_{\text{K}}$, где T_{K} — темп-ра Кондо. При $T>T_{\text{K}}$ экранирование разрушается. В случае более концентриров. растворов или чистых *d*-металлов сами *d*-электроны могут быть полностью или частично коллективизированы и представление о локализованном магн. моменте либо вообще теряет смысл, либо требует специального рассмотрения. Здесь имеет место М. коллективизиров. электронов, в к-ром надо учитывать два эффекта: 1) обменный, обусловленный *Паули принципом*,— электроны с параллельными спинами располагаются на бо́льших взаимных расстояниях, чем с антипараллельными, а между ними возникают о б м е н н ы е д ы р к и (или дырки Ферми), что уменьшает эл.-статич. энергию их взаимодействия (в изолиров. атомах это объясняет правило Хунда); 2) динамич. корреляционный: кулоновское отталкивание стремится удалить электроны друг от друга (независимо от ориентации их спинов), что создаёт т. н. к о р р е л я ц и о н н у ю д ы р к у (см. *Корреляционная энергия*). Уменьшение энергии электронов из-за этих эффектов приводит к росту их фермиевской кинетич. энергии. В результате конкуренции двух видов энергий в системе электронов устанавливается равновесие (см. ниже). Необходимо также учитывать детали кривых плотности состояний электронов вблизи *ферми-поверхности* (ферми-уровня) и *спиновые флуктуации*. На магн. моменты *d*- и *f*-оболочек оказывает также сильное влияние эл.-статич. взаимодействие окружающих ионов матрицы (лигандов), к-рое иногда может радикально изменить магн. состояние ионов (см. «*Замораживание» орбитальных моментов*).

Количественно взаимодействие между атомными носителями М. в веществе можно охарактеризовать ве-

личиной энергии этого взаимодействия $\varepsilon_{вз}$, рассчитанной на отд. пару частиц — носителей магн. момента. Энергию $\varepsilon_{вз}$ сопоставляют с энергией частицы, имеющей магн. момент $\sim\mu_Б$ (см. *Магнетон*) в нек-ром эффективном магн. поле $H_{эф}$, т. е. с $\varepsilon_H=\mu_Б H_{эф}$, и со ср. энергией теплового движения частицы при нек-рой критич. темп-ре $T_{кр}$, т. е. с $\varepsilon_T=kT_{кр}$. При $H<H_{эф}$ и $T<T_{кр}$ будут сильно проявляться магн. свойства вещества, определяемые внутр. взаимодействиями атомных носителей М. (т. н. кооперативный или «сильный» М. веществ). Наоборот, при $H\gg H_{эф}$ или $T>T_{кр}$ доминируют внеш. факторы (H и T), подавляющие эффект внутр. взаимодействия $\varepsilon_{вз}$ (т. н. некооперативный, или «слабый», М. веществ). Для полного выяснения природы М. веществ надо знать физ. генезис $\varepsilon_{вз}$ и характер атомных магн. носителей М. Если не рассматривать ядерный М., то в электронных оболочках атомов и молекул, а также в электронной системе веществ действуют два типа сил — электрич. и магнитные. Мерой первых является эл.-статич. энергия двух электронов на расстоянии порядка размера атома a ($a\sim\sim10^{-8}$ см): $\varepsilon_{эл}\sim e^2/a\sim10^{-11}$ эрг. Мерой магн. взаимодействий является энергия связи двух атомных магн. моментов на расстоянии a, т. е. $e_м\sim\mu_Б^2/a^3\sim10^{-15}$ эрг. Т. о., $\varepsilon_{эл}>\varepsilon_м$ на 4 порядка. Поэтому сохранение ферромагнетизма, напр. у Fe, Co и Ni до $T_{кр}\sim1000$ К, может быть обусловлено только электрич. взаимодействием, т. к. $\varepsilon_м$ способно обеспечить ФМ лишь до $T_{кр}\sim1$ К. Можно рассматривать $\varepsilon_м$ как малое возмущение по сравнению с $\varepsilon_{эл}$. Однако у хим. элементов с большой атомной массой — у РЗМ и активидов — магн. моменты атомов достигают $\sim10\mu_Б$, и поэтому $\varepsilon_м$ возрастает в них на 2 порядка. Согласно квантовой механике (в силу принципа Паули), наряду с квазикулоновским эл.-статич. взаимодействием электронов существует чисто квантовое эл.-статич. *обменное взаимодействие*, зависящее от взаимной ориентации спиновых моментов электронов. Это эл.-статич. по своему генезису взаимодействие $\varepsilon_{об}$ оказывает существ. влияние на магн. состояние электронных систем. В частности, оно благоприятствует атомному магн. порядку. Верхний предел $\varepsilon_{об}\sim10^{-13}$ эрг. Если М. некооперативный, то магн. порядок устанавливается лишь внеш. полем $\boldsymbol{H}_{вн}$, а магн. беспорядок — темп-рой. В случае кооперативного М. роль обменного взаимодействия превалирует, а поле $\boldsymbol{H}_{вн}$ лишь помогает обнаружить внутр. магн. порядок. Положит. знак $\varepsilon_{об}>0$ способствует параллельной ориентации атомных магн. моментов, т. е. ферромагнетизму. При $\varepsilon_{об}<0$ имеет место тенденция к антиферромагн. упорядочению. В некоторых случаях возможно так называемое смешанное обменное взаимодействие, когда для различных соседних магнитных атомов энергия $\varepsilon_{об}$ меняет знак.

В веществах различают обменную связь двух типов: 1) прямой обмен между двумя соседними магн. ионами, когда их волновые функции сильно перекрываются. В этом случае взаимодействие короткодействующее, экспоненциально убывающее с расстоянием между ионами. Для двух электронов в одной атомной оболочке всегда $\varepsilon_{об}>0$, и поэтому атомы d-металлов, РЗМ и актинидов всегда имеют спонтанный магн. момент. В общем случае для соседних ионов в веществе $\varepsilon_{об}$ может быть как >0 так и <0 (в зависимости от их электронной структуры). 2) Непрямой обмен между удалёнными магн. ионами, когда практически нет перекрытия их волновых ф-ций и связь осуществляется промежуточными агентами (в диэлектриках и полупроводниках это *косвенное обменное взаимодействие* через немагн. ион—лиганд, находящийся между двумя магн. ионами, а в металлич. системах связь, напр. между соседними f-слоями, осуществляется электронами проводимости (см. *РККИ-обменное взаимодействие*). Обменное взаимодействие этого типа — дальнодействующее ($\sim r^{-3}$) и осциллирующее с переменой знака.

Изложенное позволяет провести физ. классификацию магн. свойств веществ.

Некооперативный магнетизм слабовзаимодействующих магнитных частиц ($\varepsilon_{об}\ll\mu_Б H$ и $\varepsilon_{об}\ll kT$). Преобладание диамагнетизма. К веществам этого класса относятся: а) все инертные газы; все газы, атомы и молекулы к-рых не имеют спонтанных магн. моментов. У них $\varkappa<0$, очень мала по абс. величине (молярная восприимчивость $\chi\sim-10^{-7}\div-10^{-5}$) и от T практически не зависит; б) органич. соединения с неполярной связью, в к-рых молекулы или радикалы не имеют магн. момента или у них парамагнетизм подавлен диамагнетизмом; у таких веществ восприимчивость $\chi\sim-10^{-6}$, практически не зависит от T, но обладает заметной анизотропией; в) нек-рые металлы (Cu, Zn, Au, Hg, и др.), растворы, сплавы и хим. соединения (напр., галоиды), в к-рых ионные остовы (Li^+, Be^{2+}, Al^{3+}, Cl^- и др.) подобны атомам инертных газов, в связи с чем они обладают диамагнетизмом.

Преобладание парамагнетизма характерно для: 1) веществ, у к-рых атомы (ионы, молекулы) обладают магн. моментом. К ним относятся газы (O_2, NO) и пары щелочных и переходных металлов со значениями $\chi\sim10^{-3}\div10^{-5}$. При не очень низких T и в не очень сильных полях ($\mu_Б H/kT\ll1$) χ не зависит от H, но существенно зависит от T: $\chi=C/T$ (*Кюри закон*), C — постоянная Кюри; в сильных магн. полях и при достаточно низких T у этих веществ наблюдается магн. насыщение; 2) ионов переходных элементов в жидкой фазе, в кристаллич. и аморфных соединениях при слабом взаимодействии ионов друг с другом и изотропном атомном окружении. При $\mu_Б H\ll kT$ их магн. восприимчивость χ не зависит от H, а их зависимость от T описывается *Кюри — Вейса законом*: $\chi=C'/(T-\theta_{пм})$, где C' — постоянная, а $\theta_{пм}$ — парамагнитная точка Кюри, характеризующая взаимодействие магн. ионов, т. е. в этом случае проявляется уже нек-рый кооперативный характер парамагнетизма; 3) ферромагнетиков и антиферромагнетиков выше точек Кюри и Нееля (T_C и T_N).

Особо следует выделить ряд специфич. магн. состояний веществ. Так, ниже нек-рой критич. темп-ры $T_{сп}$ в кристаллич. и аморфных парамагнетиках может возникнуть *спромагнетизм*, для к-рого характерна «замороженность» магн. моментов ионов в произвольных направлениях (равновероятно по всем направлениям), причём магн. моменты не испытывают флуктуаций ориентации, как в идеальных парамагнетиках. Модификацией подобного магн. состояния является идеальное *спиновое стекло*, осн. признаком к-рого является максимум на кривой $\varkappa(T)$ при темп-ре замерзания спинового стекла $T_{сс}$. Наиболее типичные спиновые стёкла — разбавленные растворы атомов d-металлов в диамагнитной матрице (Cu, Au и др.) в определ. интервале концентраций C (между $C_{мин}$ — пределом разбавления и $C_{макс}$ — пределом протекания). При $C<C_{мин}$ магн. ион полностью экранирован электронами проводимости матрицы от взаимодействия с др. магн. ионами и магн. упорядочение отсутствует. При $C>C_{макс}$ возникает кооперативный ФМ или АФМ. В спиновых стёклах магн. ионы связаны либо РККИ-обменом (положительным или отрицательным), либо чисто антиферромагн. взаимодействием [здесь могут быть случаи, когда магн. момент со своими соседями связан обменными взаимодействиями противоположных знаков, что может привести к структурной неравновесности (*фрустрации*) и, как следствие, к магн. гистерезису]. Если в спиновом стекле при росте C возникают локальные корреляции ионов — двух-, и трёх- и многоионные кластеры, связанные прямым обменом в единое образование, внедрённое в немагн. матрицу, то при $T<T_{сс}$ это кооператив-

ное состояние наз. *миктомагнетизмом*. Состояние спинового стекла весьма типично для неупорядоченных магнетиков, в к-рых ориентации магн. ионов и их местоположения распределены случайно. Если в сперомагн. системе появится преимуществ. ориентация у фиксированных магн. моментов в немагнитной матрице, то это состояние наз. *асперомагнетизмом* (примером таких кристаллических веществ являются GdAg, $YbFe_3$, $GdAl_2$, аморфных веществ — $DyNi_3$, TbAg). В зависимости от соотношения энергий обмена $\varepsilon_{об}$ и анизотропии $\varepsilon_{ан}$ могут быть два типа асперомагнетизма: 1) $\varepsilon_{об}>\varepsilon_{ан}$ векторы $\boldsymbol{M}$ в отд. областях (доменах) сильно закреплены и внеш. поле $\boldsymbol{H}_{вн}$ не может довести образец до магн. насыщения даже при $\boldsymbol{H}_{вн}>10$ Тл; 2) при $\varepsilon_{ан}>\varepsilon_{об}$ направления $\boldsymbol{M}$ в доменах закреплены менее жёстко и уже в не очень сильных полях возможно достичь магн. насыщения.

В слоистых кристаллич. веществах, когда атомные расстояния в нек-рых системах атомных плоскостей сильно отличаются от расстояний между этими плоскостями, может наблюдаться различие знаков $\varepsilon_{об}$ между атомами в плоскости и между атомами соседних плоскостей. Это может привести к т. н. геликоидальной магн. атомной структуре, когда, напр., отд. плоскости намагничены ферромагнитно, а при переходе от одной плоскости к соседней вектор поворачивается на небольшой угол (шаг такой спирали не обязательно соответствует параметру кристаллич. решётки вдоль оси $\boldsymbol{c}$, перпендикулярной атомным плоскостям). Типичными веществами с геликоидальным М. являются $MnAu_2$, MnO_2 и РЗМ (в последних это связано с взаимодействием РККИ); могут быть и более сложные спиральные магн. структуры, напр. в РЗМ вектор $\boldsymbol{M}$ при переносе вдоль оси $\boldsymbol{c}$ может вращаться не в плоскости, а по поверхности конуса.

Магнетизм электронов проводимости в металлах, полупроводниках и сверхпроводниках. Парамагнетизм электронов проводимости (спиновый Паули парамагнетизм) наблюдается у щелочных (Li, Na, K и др.), щёлочноземельных (Ca, Sr, Ba и др.) и переходных (3*d*-, 4*d*- и 5*d*-металлов, кроме Fe, Co, Ni, Cr и Mn) металлов, у них магн. восприимчивость $\chi\sim\sim10^{-5}$, она не зависит от поля и очень слабо меняется с темп-рой. В ряде металлов этот парамагнетизм маскируется более сильным диамагнетизмом ионных остовов. Если в парамагн. металле обменное взаимодействие недостаточно, чтобы создать устойчивый ферромагнетизм, но может образовывать временные ферромагн. флуктуации (парамагноны) в ограниченных областях с числом электронов $\sim10^3$—10^4, к-рые с понижением темп-ры становятся всё более устойчивыми и в пространстве и во времени, то наблюдается обменно усиленный парамагнетизм Паули (наиб. ярко в Pd, Pt, $TiBe_2$ и ряде др. металлов). Может также наблюдаться усиление магн. моментов отд. ионов переходных металлов в диамагн. металлич. матрице за счёт спиновых флуктуаций около атомов примеси.

Диамагнетизм электронов проводимости металлов (диамагнетизм Ландау) присущ всем металлам, но наблюдается не так часто и лишь при условии, что его не маскирует либо более сильный парамагнетизм Паули, либо диамагнетизм или парамагнетизм ионных остовов. Но могут быть и исключения, например аномально сильный диамагнетизм у Bi.

Парамагнетизм и диамагнетизм электронов проводимости в полупроводниках (ПП). В ПП число электронов проводимости растёт с ростом T, поэтому $\chi_{дм}$ и $\chi_{пм}$ зависят от T. Типичные ПП, напр. Ge и Si, диамагнитны. Имеется ещё два важных типа магн. ПП: а) ПП, обладающие ферромагнетизмом, как правило *ферримагнетизмом* (*ферриты* и др., см. ниже), и б) узкощелевые или бесщелевые разбавленные ПП — т. н. *полумагнитные полупроводники*, в основном — это твёрдые растворы халькогенидов Hg (HgTe, HgSn и т. п.) и переходных *d*-металлов или редкоземельных металлов (MnTe, MnSe, EuTe и др.). Вариации состава этих веществ существенно меняют их электронный энергетич. спектр (от бесщелевого до спектра с большой энергетич. щелью), что приводит и к существ. изменению их магн. свойств (напр., к магнитному фазовому переходу из парамагн. состояния в состояние спинового стекла).

М. сверхпроводников (СП) (см. *Сверхпроводимость*) обусловлен электрич. токами, текущими в тонком поверхностном слое ($\sim10^{-5}$ см), к-рые экранируют толщу СП от внеш. магн. полей, поэтому в массивных СП при $T<T_c$ магн. индукция $\boldsymbol{B}=0$ (*Мейснера эффект*). СП являются в определ. смысле антиподами ФМ и АФМ, т. е. их спонтанное магн. поле должно разрушать сверхпроводимость (разрывать куперовские пары электронов, см. *Купера эффект*). Однако в нек-рых тройных соединениях РЗМ ($HoMo_6S_8$, $ErRh_4B_4$ и др.) в ограниченной области темп-р обнаружено сосуществование СП и ФМ (см. *Магнитные сверхпроводники*). В оксидных высокотемпературных сверхпроводниках существует сложная связь между сверхпроводящим и магнитоупорядоченным состояниями.

Магн. свойства системы электронов проводимости в металлах и ПП неразрывно связаны с их упругими, тепловыми, оптич. и др. свойствами (см. *Магнитоупругое взаимодействие*, *Гальваномагнитные явления*, *Магнитооптика*).

Магнетизм веществ с атомным магнитным порядком ($\varepsilon_{вз}\geqslant\mu_Б H$ или $\varepsilon_{вз}\geqslant kT$). Ферромагнетизм наблюдается в веществах с $\varepsilon_{об}>0$: в кристаллических Fe, Co, Ni, в РЗМ (Gd, Tb, Dy, Ho, Er и Tm), в бинарных и более сложных сплавах и соединениях этих элементов между собой и с др. элементами (переходными и нормальными), в сплавах Cr, Mn (т. н. гейслеровых сплавах), сплавах парамагн. переходных элементов с нормальными элементами (Zr—Zn, Sc—In, Au—V и др.), в соединениях урана. Для ФМ характерна спонтанная намагниченность $\boldsymbol{M}_s\neq0$ при $0<T\leqslant T_C$ (T_C — точка Кюри). Известны случаи, когда нижняя температурная граница ферромагнетизма $T_{мин}>0$ К. При $T>T_C$ ФМ переходят либо в ПМ с $\chi\sim C'/(T-\theta)$ (казалось бы, для ферромагн. металлов при $T>T_c$ должен наблюдаться парамагнетизм Паули, однако учёт спиновых флуктуаций показал, что для магн. восприимчивости χ должен выполняться закон Кюри — Вейса), либо в АФМ (напр., в нек-рых РЗМ). При $H_{вн}=0$ результирующая намагниченность ферромагн. образца (если исключить вторичное явление остаточной намагниченности) также отсутствует. Это объясняется тем, что при охлаждении ФМ от $T>T_C$ до $T<T_C$ и при $\boldsymbol{H}_{вн}=0$ образец ФМ спонтанно разбивается на малые области — домены с $\boldsymbol{M}_s\neq0$, но при этом ориентация векторов в разных доменах такова, что суммарная намагниченность многодоменного образца равна нулю (см. *Магнитная доменная структура*, *Ферромагнитные домены*). В поле $\boldsymbol{H}_{вн}$ доменная структура меняется благодаря двум осн. процессам (см. *Намагничивание*): росту объёма доменов, в к-рых векторы $\boldsymbol{M}$ направлены относительно $\boldsymbol{H}_{вн}$ энергетически более выгодно, за счёт менее выгодно намагниченных доменов, реализуемого смещением границ доменов (процессы смещения) и повороту векторов $\boldsymbol{M}$ из их первонач. положения вдоль осей легчайшего намагничивания по направлению внеш. поля (процессы вращения). В результате этих процессов намагничиваемый образец приобретает суммарный магн. момент — макроскопич. намагниченность (см. *Парапроцесс*). Намагниченность $\boldsymbol{M}$ ФМ зависит не только от $\boldsymbol{H}$ и T, но также и от магн. предыстории образца, это явление неоднозначной зависимости $\boldsymbol{M}$ от $\boldsymbol{H}$ наз. магн. гистерезисом. При выключении $\boldsymbol{H}_{вн}$ об-

разец может сохранить остаточную намагниченность M_r и для его полного размагничивания нужно приложить обратное магн. поле ($-H_c$), к-рое наз. *коэрцитивной силой*. В зависимости от величины H_c различают *магнитно-мягкие материалы* ($H_c \leqslant 800$ А/м, или 10 Э) и *магнитно-твёрдые материалы* (высококоэрцитивные) ($H_c > 4$ кА/м, или 50 Э). Значения M_r и H_c зависят от природы в-ва, от темп-ры и, как правило, убывают с её ростом, стремясь к нулю при $T \to T_C$. Доменная структура энергетически выгодна лишь в достаточно объёмных образцах. С уменьшением размера образца разбиение его на домены может стать энергетически невыгодным и он становится *однодоменным* с $M = M_s$. Из-за тепловых флуктуаций магн. момент одного домена может вести себя как атомный магн. момент в идеальном парамагнетике (ПМ), такое явление наз. *суперпарамагнетизмом*.

Антиферромагнетизм наблюдается в веществах с $\varepsilon_{об} < 0$: в кристаллич. Cr, α-Mn, в ряде РЗМ (Ce, Pr, Nd, Pm, Sm, Eu), а также в многочисленных соединениях (оксидах, сульфидах Fe, Ni, Mn и др. элементов), сплавах (Fe_3Mn, CrPt и др.) и аморфных веществах, содержащих атомы переходных элементов. Кристаллич. решётка этих веществ разбивается на две или более *магнитные подрешётки*, в к-рых векторы M_s либо антипараллельны (коллинеарная магнитная атомная структура), либо направлены под углом друг к другу, отличным от π (неколлинеарная структура). Антиферромагнетизм наблюдается в интервале темп-р от 0 К до точки Нееля T_N. При $T > T_N$ АФМ становится ПМ и его восприимчивость χ описывается в большинстве случаев законом Кюри — Вейса. При $T \leqslant T_N$ χ с понижением темп-ры уменьшается из-за роста магн. упорядоченности. В АФМ различают $\chi_\parallel$ и $\chi_\perp$ — магн. восприимчивости вдоль и поперёк оси антиферромагнетизма — направления, в к-ром ориентируются векторы M_s магн. подрешёток при $T < T_N$.

В зависимости от того, равен или неравен нулю суммарный момент всех магн. подрешёток АФМ, различают скомпенсированный антиферромагнетизм и нескомпенсированный антиферромагнетизм, или *ферримагнетизм*. В ферримагнетиках (ФИМ) имеются магн. ионы двух или более типов разной хим. природы или одной природы, но разной валентности (напр., Fe^{2+} и Fe^{3+}), либо ионы одной хим. природы, одной валентности, но имеющие в магн. подрешётках разное число узлов в единице объёма образца. Ферримагнетизм реализуется гл. обр. в кристаллах окислов *d*-металлов с решётками типов шпинели, граната, перовскита и др. (т. н. *ферритах* $MO \cdot Fe_2O_3$, где M обозначает Fe, Ni, Co, Mn и др.). Эти вещества, как правило, по электрич. свойствам — ПП или диэлектрики, по магн. свойствам они похожи на ФМ [с нек-рыми отличиями в ходе температурных зависимостей $M_s(T)$ и $\chi(T)$]. У аморфных ФИМ (напр., $Gd_{30}Co_{70}$, $TbFe_2$ и др.) магн. ионы двух или более сортов размещены в пространстве случайно. Нек-рой модификацией кристаллич. ФИМ являются (уже упоминавшиеся выше) сперомагнетики (СИМ), в них магн. моменты одного из сортов магн. ионов «заморожены» со случайной ориентацией. Преобладание ферромагн. упорядочения в системе одного из сортов магн. ионов приводит к тому, что СИМ обладают суммарной спонтанной намагниченностью ($M_s \neq 0$).

В АФМ возможно спонтанное нарушение полной компенсации намагниченности подрешёток в результате релятивистского взаимодействия Дзялошинского — Мория (возмущения магн. спин-орбитального взаимодействия взаимодействием орбиталей магн. ионов при наличии косвенного обменного взаимодействия); в итоге имеет место *слабый ферромагнетизм* (СФМ) с $M_s \sim 0{,}1\%$ от обычных значений M_s для ФМ (типичные представители СФМ: $\alpha\text{-}F_2O_3$, карбонаты ряда металлов, ортоферриты и др.).

Кроме упомянутых выше спиновых стёкол магн. упорядочение наблюдается в очень широком классе аморфных металлич. веществ — *металлических стёклах* (метглассах), обладающих рядом специфич. свойств ($Fe_{80}B_{20}$, $Fe_{78}Mo_2B_{20}$, $Fe_{40}N_{40}P_{14}B_6$, $Ni_{60}Nb_{40}$ и др.). Металлич. стёкла практически почти лишены магн. анизотропии, что делает их очень хорошими магнитномягкими материалами.

Научные и технические проблемы магнетизма

Осн. научными проблемами совр. М. являются: 1) выяснение природы обменного взаимодействия и взаимодействий, определяющих анизотропию в разл. магнетиках; объяснение спектров элементарных магн. возбуждений (*магнонов*) и механизма их взаимодействий между собой и с др. модами элементарных возбуждений в веществе — *фононами*, электронами проводимости, *экситонами* и др. 2) Проблема нелинейной динамики доменных стенок — *солитонов* магнитных (связанных состояний большого числа магнонов). 3) Развитие теории *магнитных фазовых переходов* между различными магн. состояниями (ФМ—ПМ, ФМ—АФМ и др., в том числе т. н. *ориентационные фазовые переходы*). Здесь важное место занимают представления о волнах зарядовой и спиновой плотности, а также спонтанного нарушения *магнитной симметрии* (см. *Волны зарядовой плотности*, *Спиновой плотности волны*).

М. веществ широко используется как средство изучения хим. связей и структуры молекул (см. *Магнетохимия*). Изучение диамагнетизма и парамагнетизма газов, жидкостей, растворов и соединений в твёрдой фазе позволяет разобраться в деталях физ. и хим. процессов, протекающих в этих веществах, и происходящих в них структурных изменениях. Изучение магн. дипамич. характеристик (*магнитного резонанса* и *релаксации*) помогает понять кинетику многих физ. и физ.-хим. процессов. Интенсивно развивается магнетобиология, а также применение М. в медицине (см. *Магнитные поля биологических объектов*).

Связь М. и оптич. свойств веществ приводит к огромному числу физ. эффектов (см. *Зеемана эффект*, *Фарадея эффект*, *Коттона — Мутона эффект*, *Холле эффект* и др.), в т. ч. к влиянию света на возникновение и изменение магн. порядка.

К важнейшим проблемам М. космоса относятся: выяснение происхождения магн. полей *Земли*, др. планет, *Солнца*, *звёзд* (в частности, *пульсаров*), радиогалактик, квазаров и др. астрономич. объектов, а также роли магн. полей в космич. пространстве (см. *Межзвёздная среда*).

Проблемы технич. применений М. входят в число важнейших в электротехнике, приборостроении, вычислит. технике, автоматике и телемеханике, навигации. В технике широкое применение нашли магн. *дефектоскопия* и др. магн. методы контроля. Очень важную роль играют измерения магн. характеристик электротехнич. и радиотехнич. материалов. Магн. материалы идут на изготовление магнитопроводов электрич. генераторов, моторов, трансформаторов, реле, магн. усилителей, элементов магн. памяти, лент и дисков магн. записи, стрелок магн. компасов, магнитострикционных излучателей и приёмников и т. д.

Историческая справка

Первые письменные свидетельства о М. (Китай) имеют более 2000-летнюю давность, в них упоминается об использовании естеств. постоянных магнитов в качестве компасов. В работах древнегреч. и римских учёных упоминается о притяжении и отталкивании магнитов и о намагничивании магнитом железных опилок (напр., у Лукреция Кара в поэме «О природе вещей», 1 в. до н. э.). В средние века в Европе широко применялся магн. компас (с 12 в. н. э.), предпринимались эксперименты по изучению свойств магнитов [Пьер де Марикур (Pierre de Maricourt), Франция, 1269]. Результаты исследований М. в эпоху Возрождения обобщены У. Гильбертом (W. Gilbert) в трактате «О маг-

нитe, магнитных телах и о большом магните — Земле» (1600). В этом труде показано, что Земля — *диполь магнитный*, и доказана невозможность разъединения двух разноимённых магн. полюсов. Далее учение о М. развивалось в трудах Р. Декарта (R. Descartes), Ф. Эпинуса (F. Aepinus) и Ш. Кулона (Ch. Coulomb). Декарт — первый автор метафиз. теорий М. и геомагнетизма («Начала философии», ч. 4, 1644); он исходил из существования особой магн. субстанции, обусловливающей своим движением М. тел. В трактате «Опыт теории электричества и магнетизма» (1759) Эпинус подчеркнул сходство электричества и М., а Кулон (1785—89) показал и определ. количеств. соответствие явлений: взаимодействие точечных магн. полюсов подчиняется тому же закону, что и взаимодействие точечных электрич. зарядов (Кулона закон). В 1820 Х. Эрстед (H. Ørsted) открыл магн. поле электрич. тока, и тогда же А. Ампер (A. Ampère) установил законы магн. взаимодействия токов, эквивалентность магн. свойств кругового тока и тонкого плоского магнита; М. веществ он объяснил существованием молекулярных токов. В 30-х гг. 19 в. К. Гаусс (C. Gauβ) и В. Вебер (W. Weber) развили математич. теорию *земного магнетизма* и разработали методы магн. измерений.

Новый этап изучения М. начался с М. Фарадея (M. Faraday), к-рый дал последоват. трактовку М. на основе представлений о реальном эл.-магн. поле. Ряд важнейших открытий в области электромагнетизма (электромагнитная индукция — Фарадей, 1831; правило Ленца — Э. Х. Ленц, 1833, и др.), теоретич. обобщение эл.-магн. явлений в трудах Дж. К. Максвелла (J. C. Maxwell, 1872), систематич. изучение свойств ФМ и ПМ А. Г. Столетовым (1872), П. Кюри (P. Curie, 1895) и др. заложили основы совр. макротеории М. Изучение М. на микроуровне стало возможным после открытия электронно-ядерной структуры атомов. На основе классич. электронной теории вещества Х. А. Лоренца (H. A. Lorentz) П. Ланжевен (P. Langevin) создал теорию диамагнетизма и парамагнетизма. В 1892 Б. Л. Розинг и в 1907 П. Вейс (P. Weiss) высказали идею о существовании внутр. молекулярного поля, обусловливающего ферромагнетизм. Открытие спина электрона и его М. [С. Гаудсмит (S. Goudsmit), Дж. Уленбек (G. Uhlenbeck), 1925], создание квантовой механики привели к развитию квантовой теории диа-, пара- и ферромагнетизма. На основе квантовой механики (пространств. квантования) Л. Бриллюэн (L. Brillouin, 1926) нашёл зависимость намагниченности ПМ от H и T. В 1927 Ф. Хунд (F. Hund) провёл сравнение эксперим. и теоретич. значений эффективных магн. моментов ионов в разл. парамагн. солях, что привело к открытию влияния электрич. полей парамагн. кристалла на «замораживание» орбитальных моментов ионов. Исследование этого явления позволило установить, что, напр., ферромагнетизм d-металлов определяется почти исключительно спиновыми моментами [У. Пенни (W. Penney), Р. Шлапп (R. Schlapp), Дж. Х. Ван Флек (J. H. Van Vleck), 1932].

Детальная квантовая теория парамагнетизма атомов и молекул была разработана Ван Флеком в 1932, к-рый наряду с обычным классич. ориентац. парамагнетизмом открыл т. н. *ванфлековский парамагнетизм* (поляризационный), связанный с виртуальными квантовыми переходами электронов между стационарными энергетич. уровнями атомов или молекул. В 1927—30 была построена квантовомеханич. теория М. электронов проводимости металлов (см. *Паули парамагнетизм*, *Ландау диамагнетизм*). Существ. значение для развития теории парамагнетизма имело предсказанное Я. Г. Дорфманом (1923) и открытое Е. К. Завойским (1944) явление *электронного парамагнитного резонанса* (ЭПР). Созданию квантовой теории ферромагнетизма предшествовали работы (1925) Э. Изинга (E. Ising, одномерная модель ПМ) и Л. Онсагер (L. Onsager, двумерная модель), Я. Г. Дорфмана (1927, им была доказана немагн. природа молекулярного поля), В. Гейзенберга (W. Heisenberg, квантовомеханич. расчёт атома He, 1926), В. Гайтлера и Ф. Лондона (W. Heitler, F. London, расчёт молекулы H_2, 1927). В двух последних работах был использован открытый в квантовой механике эффект обменного взаимодействия электронов [П. Дирак (P. Dirac), 1926] в оболочке атомов и молекул и установлена его связь с магн. свойствами электронных систем, подчиняющихся *Ферми — Дирака статистике* (*Паули принцип*). Квантовая теория ферромагнетизма была начата работами Я. И. Френкеля (1928, коллективизиров. модель ферромагн. металлов) и Гейзенберга (1928, модель локализованных спинов). Рассмотрение ферромагнетизма как кооперативного явления [Ф. Блох (F. Bloch) и Дж. Слэтер (J. Slater), 1930] привело к открытию спиновых волн. В 1932—33 Л. Неель (L. Néel) и Л. Д. Ландау предсказали существование антиферромагнетизма. Затем Неель объяснил сущность ферримагнетизма. Изучение новых классов магнетиков — АФМ и ферритов — позволило глубже понять природу М. вообще. Была выяснена роль магнитоупругой энергии в происхождении энергии магн. анизотропии и в явлении магнитострикции. Начиная с 1931 стали разрабатываться методы наблюдения магн. доменной структуры ФМ [1931, Ф. Биттер (F. Bitter); 1932, Н. С. Акулов, метод порошковых фигур]. Создание теории доменной структуры началось с работ Я. И. Френкеля и Я. Г. Дорфмана (1930) и особенно после работы Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшица (1935, см. *Ландау — Лифшица уравнение*).

Дальнейшее развитие квантовомеханич. моделей М. металлов и ПП, рассматривавшихся в работах Я. И. Френкеля (1928), Ф. Блоха (1930) и Э. Стонера (E. Stoner, 1930), было осуществлено в работах С. П. Шубина и С. В. Вонсовского (1934, полярная и обменная $s—d$, f модели ферромагнетизма, см. *Шубина — Вонсовского модель*). Частным случаем полярной модели является *Хаббарда модель* (J. Hubbard, 1964). Теория М. продолжает интенсивно развиваться, этому в значит. мере способствует создание новых эксперим. методов исследования веществ. Нейтронографич. методы (см. *Магнитная нейтронография*) позволили определить типы атомных магн. структур. *Ферромагнитный резонанс*, открытый и исследованный в работах В. К. Аркадьева (1913), а затем Дж. Гриффитса (J. Griffits, 1946), и антиферромагн. резонанс [К. Гортер (C. Gorter) и др., 1951] открыли возможность исследования процессов магн. релаксации, а также дали независимый метод определения эффективных полей анизотропии в ФМ и АФМ. Физ. методы исследований, осн. на явлении *ядерного магнитного резонанса* [Э. Пёрселл (E. Purcell) и др., 1946], и *Мёссбауэра эффект* (1958) существенно углубили знания о пространств. распределении спиновой плотности в веществе, особенно в магн. металлах. Наблюдения рассеяния нейтронов и света позволили для ряда веществ определить спектры спиновых волн. Параллельно с эксперим. работами развивались и разл. аспекты теории М.: магн. симметрия кристаллов, ферромагнетизм коллективизиров. электронов, применения новых расчётных методов в теории М. (диаграммная техника, методы *Грина функции* и т. п.), изучение магн. фазовых переходов и критич. явлений, разработка моделей квазиодномерных и двумерных магнетиков. Открытие и исследование *квантового Холла эффекта* [К. Клитцинг (K. Klitzing), 1980], *Кондо эффекта*, веществ с переменной валентностью, примесных систем кондовского типа, вещества с *тяжёлыми фермионами* — всё это позволило глубже понять магн. свойства веществ.

Успехи в изучении магн. явлений позволили осуществить синтез новых перспективных магн. материалов: ферритов для СВЧ-устройств, высококоэрцитивных соединений типа $SmCo_5$ (см. *Магнит постоянный*), прозрачных ферромагнетиков, магн. плёнок типа «сендвичей» с уникальными магн. свойствами, аморфным

магнетиков (в т. ч. спиновых стёкол, метглассов), веществ с *цилиндрическими магнитными доменами* и др.

Лит.: Тамм И. Е., Основы теории электричества, 9 изд., М., 1976; Бозорт Р., Ферромагнетизм, пер. с англ., М., 1956; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Маттис Д., Теория магнетизма. Введение в изучение кооперативных явлений, пер. с англ., М., 1967; Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971; Уайт Р., Квантовая теория магнетизма, пер. с англ., 2 изд., М., 1985; Тикадзуми С., Физика ферромагнетизма. Магнитные свойства вещества, пер. с япон., М., 1983; Хёрд К. М., Многообразие видов магнитного упорядочения в твёрдых телах, пер. с англ., «УФН», 1984, т. 142, с. 331.

С. В. Вонсовский.

МАГНЕТИЗМ МИКРОЧАСТИЦ — магн. свойства молекул, атомов, атомных ядер и субъядерных частиц (т. н. *элементарных частиц*). Магн. свойства элементарных частиц обусловлены наличием у них спина, а более сложных систем (ядер, атомов, молекул) — особенностями их строения и вкладом в суммарный магнетизм микросистемы отд. составляющих её частиц.

Магнетизм субъядерных частиц. Для элементарных частиц — лептонов и адронов — осн. магн. характеристикой является спиновый дипольный *магнитный момент*. Магн. моменты субъядерных частиц включают т. н. нормальную составляющую, предсказываемую релятивистской квантовой механикой (теорией Дирака см. *Дирака уравнение*), и аномальную добавку (см. *Аномальный магнитный момент*), обусловленную в случае лептонов их взаимодействием с электронно-позитронным вакуумом (см. *Вакуум* в квантовой теории), а в случае адронов — характерным для них *сильным взаимодействием* (напр., для нуклонов — *протонов* и *нейтронов* — их связью с пионным полем, см. *Пионы*). По теории Дирака, для *электрона*, движущегося в центрально-симметричном поле атомного ядра, одним из интегралов движения является *момент количества движения*, равный сумме обычного орбитального момента $\boldsymbol{l}$ и добавочного — спинового $\boldsymbol{s}$ (см. *Спин*). Спиновое *квантовое число* $s = {}^1/_2$, величина модуля вектора спина равна: $|s| = \sqrt{s(s+1)}\,\hbar = \sqrt{3}\,\hbar/2$, а его проекция на ось квантования z равна: $s_z = \pm {}^1/_2\hbar$. Со спином электрона связан внутренний, не зависящий от переносного движения, дипольный магн. момент (как и спин, он обусловлен быстрым колебательным движением релятивистского электрона, т. н. дрожанием по Шрёдингеру — Zitterbewegung). Вектор спинового магн. момента электрона $\boldsymbol{\mu} = g\,(e/2m_e c)\boldsymbol{s}$, а его проекция $|\mu_z| = g(|e|/2m_e c)\cdot(\hbar/2)$, где безразмерная величина, наз. *g-фактором* или *Ланде множителем*, по теории Дирака, для частиц со спином ${}^1/_2$ равна двум ($g=2$), и поэтому $|\mu_z| = |e|\hbar/2m_e c = \mu_Б^e$. Величину $\mu_Б^e$ наз. *магнетоном* Бора (электронным), $\mu_Б^e = \mu_Б = 0{,}9274078\,(36)\cdot 10^{-20}$ эрг·Гс$^{-1}$ [в единицах СИ $\mu_Б = 9{,}274078\,(36)\cdot 10^{-24}$ Дж·Тл$^{-1}$]. Для др. заряж. элементарных частиц со спином ${}^1/_2$ (лептонов и адронов, которые подчиняются уравнению Дирака) значения магнетонов иные, т. к. масса частицы входит в знаменатель. Так, для *мюона* $\mu_Б^\mu = |e|\hbar/2m_\mu c \approx (1/207)\mu_Б$, для протона $\mu_Б^p = |e|\hbar/2m_p c = (1/1836)\mu_Б$, эта величина называется ядерным магнетоном, $\mu_Б^p = \mu_{яд} = 5{,}050824\,(20)\cdot 10^{-24}$ эрг·Гс$^{-1}$ (в единицах СИ $\mu_{яд} = 5{,}050824\,(20)\cdot 10^{-27}$ Дж·Тл$^{-1}$).

Экспериментально спиновый магн. момент электрона был измерен в *Штерна — Герлаха опыте* (1924) по отклонению молекулярных пучков в магн. поле. Аномальная добавка к магн. моменту элементарных частиц была измерена магнитно-резонансным методом (см. *Раби метод*) Дж. Нафе, Э. Нельсона и И. Раби (J. Nafe, E. Nelson, I. Rabi, 1947), а также П. Кушем и Г. Фоли (P. Kusch, H. Foley, 1948). В опытах фактически измеряется магн. момент атома или молекулы, при этом выбираются такие состояния атомных систем, в к-рых кроме магн. момента одного электрона в атомной оболочке все остальные источники магнетизма исследуемых объектов, напр. их орбитальные электронные магн. моменты и ядерные моменты, равны нулю. Определить экспериментально непосредственно только спиновый магн. момент свободного электрона, как показал Н. Бор (N. Bohr), невозможно. Это обусловлено тем, что спиновый магнетизм электрона носит кинематич. характер, и поэтому его невозможно отделить при измерении от магн. эффектов, связанных с переносным движением электрона, как это следует из *неопределённостей соотношения* Гейзенберга.

Для *античастицы* электрона — *позитрона* теория Дирака предсказывает те же значения спина и его магн. момента, как и у электрона (только с изменением знака). Опытное определение магн. спинового момента позитрона (нестабильной частицы) были произведены косвенным путём при измерении характеристик метастабильной атомоподобной системы связанных электрона и позитрона — *позитрония*. Данные опытов подтвердили, что позитрон имеет такой же спиновый магн. момент, как и электрон. Таким же образом был определён магн. момент др. лептона — мюона (μ^+ и μ^-), а также *мюония* (атомной системы из μ^+ и μ^-) и *мезоатома* (мюонов, находящихся на атомной орбите около к.-л. атомного ядра). Магнитный момент т. н. тяжёлого лептона (τ-лептона, открытого в 1975) пока ещё не измерен.

В семейство лептонов входят ещё 6 частиц — три нейтрино (электронное, мюонное и τ-лептонное) и три их античастицы. Поскольку все эти частицы не имеют заряда, то, по теории Дирака, они не должны иметь и нормального спинового магн. момента (об их аномальном моменте см. ниже).

При экспериментальном определении спиновых магн. моментов адронов, в первую очередь протона и нейтрона, сразу же было обнаружено полное несоответствие их значений с теоретич. значениями в рамках теории Дирака. Во-первых, магн. момент протона μ_p оказался почти в три раза больше $\mu_{яд}$ [$\mu_p = 2{,}7928456\,(11)\mu_{яд}$] и, во-вторых, у нейтрона был обнаружен магн. момент $\mu_n = -1{,}913148\,(66)\mu_{яд}$, хотя, по теории Дирака, нейтрон, как не имеющий электрич. заряда, не должен был бы обладать магн. моментом (однако И. Е. Тамм и С. А. Альтшулер ещё в 1934 теоретически предсказали его существование). Расхождение теории и опыта в случае адронов обусловлено тем, что для адронов основным является сильное взаимодействие, а для лептонов более слабое электромагнитное. Поэтому в случае адронов представление о свободной частице оказывается несравненно менее приемлемым, чем в случае лептонов, т. к. неизбежная связь адронов с вакуумом материального поля, соответствующего сильному взаимодействию, оказывается столь интенсивной, что предсказания теории Дирака в этом случае резко нарушаются. Для лептонов, как оказалось (И. Раби и др., 1947), также существуют заметные отклонения от значений дираковских норм. магн. моментов, но они составляют лишь немногим более одной тысячной доли от соответствующих значений лептонных магнетонов Бора для электрона и мюона. Эти экспериментальные результаты были полностью объяснены в рамках *квантовой электродинамики* (КЭД) Ю. Швингером (J. Schwinger, 1948). Здесь следует заметить, что по абс. величине аномальные поправки к моментам лептонов оказались почти такими же, как и поправки для адронов; это объясняется тем, что $\mu_{яд}$ более чем в 1500 раз меньше $\mu_Б$.

Установление аномальных добавок к моментам лептонов позволило сделать вывод, что величина добавок определяется преобладающим по силе взаимодействием из числа взаимодействий, в к-рых участвуют рассматриваемые элементарные частицы. Для заряж. лептонов можно ограничиться учётом эл.-магн. взаимодействия, поскольку для них слабое взаимодействие играет по сравнению с первым незначит. роль (правда, в области

очень высоких энергий, где происходит объединение этих двух взаимодействий в единое *электрослабое взаимодействие*, такой подход неверен). Для адронов необходимо в первую очередь рассматривать только сильное взаимодействие и можно пренебречь эл.-магн. и слабым взаимодействиями.

Для оценки величины добавок в случае лептонных аномальных моментов используется принятый в КЭД метод разложения по малому безразмерному параметру — *тонкой структуры постоянной* α, к-рая определяет интенсивность этого взаимодействия. Постоянная $\alpha=[137{,}035987\,(29)]^{-1}\approx 7{,}297351\,(11)\cdot 10^{-3}$; её малость определяет относит. слабость всех аномалий, обусловленных взаимодействием лептонов с физ. вакуумом. Добавку к магн. моменту обычно принято определять относит. отклонением g-фактора от его дираковского значения 2 — т. н. аномалией $a=(g-2)/2$. Одно из последних теоретич. значений $a_{\text{теор}}=0{,}5\ (\alpha/\pi)-0{,}32848\ (\alpha/\pi)^2+1{,}184175\,(\alpha/\pi)^3\approx 0{,}001159652236\,(28)$. В то же время $a_{\text{эксп}}=0{,}5\,(\alpha/\pi)-0{,}32848\,(\alpha/\pi)^2+(1{,}68\pm 0{,}33)\,(\alpha/\pi)^3\approx 0{,}001159655241\,(20)$. Сопоставление $a_{\text{теор}}$ и $a_{\text{эксп}}$ показывает блестящее совпадение теории и эксперимента. Теорией были также учтены поправки $\sim(\alpha/\pi)^4$ и влияние на аномальный магн. момент внеш. магн. поля. Прекрасное согласие теории и опыта оказалось и при оценках аномальных добавок к магн. моментам позитрона и позитрония, а также мюона, мюония и мезоатома. Не решён пока вопрос о магн. моменте нейтрино и антинейтрино: ν_e, $\tilde{\nu}_e$; ν_μ, $\tilde{\nu}_\mu$; ν_τ, $\tilde{\nu}_\tau$. Не имея электрич. заряда, эти частицы лишены дираковского норм. магн. момента. Но в принципе они, подобно нейтрону и антинейтрону, могли бы иметь аномальный магн. момент. Вопрос об этом моменте, как и о массе покоя нейтрино и антинейтрино, остаётся открытым.

В случае адронов с их приоритетным сильным взаимодействием необходимо учитывать их взаимодействие с физ. вакуумом, но уже не по схеме теории возмущений (как для лептонов). Простейшее представление о возможных причинах возникновения аномальных магн. моментов у адронов, напр. нуклонов, можно получить на основе элементарной мезонной теории Юкавы. Согласно этой теории, протон и нейтрон непрерывно испускают и поглощают виртуальные частицы $\pi^\pm$ (пионы), т. е. нуклоны как бы окружены пионным облаком. Применяя закон сохранения электрич. заряда, можно показать, что реализуются только процессы $p\to n+\pi^+$ и $n\to p+\pi^-$. Пионы не имеют спина, следовательно не обладают спиновым магн. моментом, но они испускаются в орбитальное p-состояние (см. *Атом*), поэтому будут иметь орбитальный магн. момент, равный одному пионному магнетону:

$$\mu_{\text{Б}}^{\pi}=|e|\hbar/2m_\pi c=(m_p/m_\pi)\mu_{\text{яд}}\approx 7\mu_{\text{яд}}.$$

Т. о., абс. величина добавочного магн. момента нуклонов, обусловленного орбитальным движением виртуального пиона, равна примерно 7 ядерным магнетонам. В связи с этим для объяснения наблюдаемых значений аномальных магн. моментов протона и нейтрона необходимо предположить, что испущенный виртуальный пион должен находиться в p-состоянии ок. 25% времени своего существования. Различие в знаке заряда пионов, испускаемых протоном и нейтроном, приводит к различию знака аномальных моментов у этих нуклонов. Поскольку сильное взаимодействие не зависит от электрич. заряда частиц, то вероятности испускания пиона у протона и нейтрона одинаковы и, следовательно, оба аномальных момента должны иметь примерно одинаковую абс. величину, что и подтверждается опытом. Конечно, кроме однопионных промежуточных состояний возможны и более сложные, но пока полных расчётов таких состояний нет. Более точные значения аномальных магн. моментов адронов можно получить в результате расчёта и измерения зарядовых и магн. *формфакторов* нуклонов при рассеянии на них, напр., очень быстрых электронов (с энергиями до 1300 МэВ). Зарядовый формфактор F_1 связан в этом случае с рассеянием электронов на распределённом в пространстве заряде нуклона $\rho_{\text{эл}}(r)$, а магн. F_2 — с рассеянием на пространственно-распределённом аномальном магн. моменте нуклона $\rho_{\text{магн}}(r)$. Распределение дираковского норм. магн. момента учитывает зарядовый формфактор F_1, поскольку, по теории Дирака (см. выше), свободная частица, испытывая «дрожание», порождает замкнутые токи и связанные с ними магн. моменты. Следовательно, плотность распределения норм. магн. момента непосредственно связана с плотностью распределения электрич. заряда. Наоборот, аномальные магн. моменты протона и нейтрона связаны с излучением виртуальных пионов, и поэтому плотность распределения этих моментов будет существенно отличаться от плотности дираковских моментов. Общее выражение для формфактора $F(q)=\int\rho(r)e^{i(qr)}dr$ [где $\rho(r)$ — пространств. плотность рассеивающих зарядов или моментов, r — радиус-вектор от центра рассеивания и q — изменение волнового вектора рассеиваемой частицы, зависящее от её начальной энергии и угла рассеяния] при $q=0$, т. е. $F(0)$, представляет собой суммарный заряд или суммарный аномальный магн. момент, равный интегралу по всему пространству от плотности их распределения.

Квантовая хромодинамика и кварковая модель адронов (см. *Кварки*) позволили найти новый путь к определению магнетизма этих частиц. В частности нуклоны, согласно модели кварков, состоят из трёх кварков двух типов (u и d): протон — из двух кварков u и одного d, а нейтрон — из двух d и одного u, т. е. $p(u,u,d)$ и $n(u,d,d)$. Все эти кварки имеют спин $^1/_2$, но разные электрич. заряды: $+^2/_3e$ кварк u и $-^1/_3e$ кварк d. В кварковой модели спиновые магн. моменты кварков пропорциональны их зарядам, т. е. $\mu_u=^2/_3\mu_1$, $\mu_d=-^1/_3\mu_1$, где μ_1 — постоянная величина. Волновая функция протона, к-рый имеет спин $^1/_2$, при конструировании её из волновых ф-ций трёх кварков со спином тоже $^1/_2$ будет представлять собой суперпозицию двух состояний с разным весом: $-\sqrt{^1/_3}(u\uparrow u\downarrow d\uparrow)+\sqrt{^2/_3}(u\uparrow u\uparrow d\downarrow)$, так что соответствующая вероятность состояния протона будет: $^1/_3(u\uparrow u\downarrow d\uparrow)+^2/_3(u\uparrow u\uparrow d\downarrow)$. Отсюда может быть получена величина маги. момента протона: $\mu_p=^1/_3(^2/_3\mu_1-^2/_3\mu_1-^1/_3\mu_1)+^2/_3[^2/_3\mu_1+^2/_3\mu_1-(-^1/_3\mu_1)]=\mu_1$. Для нейтрона, реализующегося с вероятностью $^1/_3(u\uparrow d\uparrow d\downarrow)+^2/_3(u\downarrow d\uparrow d\uparrow)$, $\mu_n=^1/_3(^2/_3\mu_1-^1/_3\mu_1+^1/_3\mu_1)+^2/_3(-^2/_3\mu_1-^1/_3\mu_1-^1/_3\mu_1)=-^2/_3\mu_1$. Отношение магн. моментов протона и нейтрона не зависит от величины μ_1, так что $\mu_p/\mu_n=-^2/_3\approx -0{,}667$, в то время как опыт даёт значение $\mu_p/\mu_n\approx -0{,}685$. Совпадение теории и опыта очень хорошее (точность до 2%), что рассматривают как один из веских доводов в пользу теории кварков.

Магнитные моменты некоторых адронов (сопоставление данных эксперимента и статической кварковой модели)

Адроны	Эксперимент, μ_N	Теория, μ_N
$\tilde{p}$	$-2{,}817\pm 0{,}48$	$-2{,}793$
Λ^0	$-0{,}6138\pm 0{,}0047$	$-0{,}61$
Σ^+	$2{,}33\pm 0{,}13$ $2{,}38\pm 0{,}02$	$2{,}67$
Σ^-	$-1{,}41\pm 0{,}27$ $-1{,}111\pm 0{,}031$	$-1{,}09$
Ξ^0	$-1{,}23\pm 0{,}03$ $-1{,}253\pm 0{,}014$ $-1{,}236\pm 0{,}014$	$-1{,}44$
Ξ^-	$-0{,}75\pm 0{,}07$ $-0{,}69\pm 0{,}04$	$-0{,}50$

Пока ещё нет законченной теории аномальных магн. моментов адронов. Далеко не совершенны и эксперим. методы измерений этих моментов. Прямым способом измерения магн. момента является наблюдение скорости его прецессии во внеш. магн. поле. Для такого эксперимента необходимо иметь поляризов. частицы и уметь измерять направление их поляризации. Все эти трудности эксперимента приводят пока к большим

ошибкам, как видно из таблицы эксперим. значений магн. моментов нек-рых адронов.

Магнетизм атомов (магнетизм атомных ядер рассмотрен в ст. *Ядро атомное*). Все одноэлектронные оболочки изотопов водорода (^{1}H, ^{2}D, ^{3}T) и водородоподобных ионов (He^+, Li^{2+}, Be^{3+} и др.) имеют различные магн. моменты ядер, но одинаковый спиновый магн. момент оболочки. Спиновый момент электрона $\boldsymbol{s}$ (см. *Спин*) имеет величину $|s|=\sqrt{s(s+1)}\hbar=\sqrt{3}\hbar/2$, где $s=1/2$—спиновое квантовое число. Возможные проекции $\boldsymbol{s}$ на ось квантования z равны: $s_z=m_s\hbar=\pm\hbar/2$, где m_s, равное $+1/2$ или $-1/2$,— магн. спиновое квантовое число. Электрон с зарядом $-e$ и массой m обладает *магнитомеханическим отношением* $\gamma_0=|e|/2mc$, аномальным множителем Ланде $g_{сп}=2$ и проекцией спинового магн. момента $\mu^z_{сп}=g_{сп}\gamma_0 s_z=\pm 2\,(|e|/2mc)\,(\hbar/2)=\pm\mu_Б$, где $\mu_Б$ — магнетон Бора; абс. величина $|\mu_{сп}|=g_{сп}\gamma_0|\boldsymbol{s}|=\sqrt{3}\,\mu_Б$. Орбитальный механич. $\boldsymbol{l}$ и магн. $\mu_{орб}$ моменты (см. *Орбитальный момент*) определяются орбитальным квантовым числом l [$l=0, 1, 2, \ldots, (n-1)$, где n — главное квантовое число] и при $g_{орб}=1$ значение $|\boldsymbol{l}|=\sqrt{l(l+1)}\hbar$ и $|\boldsymbol{\mu}_{орб}|=g_{орб}\gamma_0|\boldsymbol{l}|=\sqrt{l(l+1)}\mu_Б$. При $l=0$ (s-состояние) $|\boldsymbol{\mu}_{орб}|=|\boldsymbol{l}|=0$; при $l>0$ возможны состояния: p ($l=1$), d ($l=2$), f ($l=3$) и т. д., причём $|\boldsymbol{\mu}_{орб}|$ и $|\boldsymbol{l}|$ не равны нулю. В соответствии с пространственным квантованием $l_z=m_l\hbar$, где магн. орбитальные квантовые числа m_l при заданном l равны: $-l$, $-(l-1)$, . . ., -1, 0, 1, 2, . . ., $(l-1)$, l, т. е. всего существует $2l+1$ проекций $\boldsymbol{l}$ на ось квантования; $\mu_{орб}=g_{орб}\gamma_0 l_z=m_l\mu_Б$. Полный механич. момент оболочки (из одного электрона) равен $\boldsymbol{j}=\boldsymbol{l}+\boldsymbol{s}$. Если $l=0$, то квантовое число полного момента $j=s=1/2$, если $l>0$, то $j=l\pm 1/2$.

В многоэлектронных атомах и ионах в приближении центрально-симметричного поля сохраняются те же квантовые числа для состояний отд. электронов (векторная модель); эти состояния определяются электронной конфигурацией, т. е. числом электронов с заданными n и l. По *Паули принципу*, в каждом состоянии может находиться не более $2(2l+1)$ электронов; когда это число достигнуто, слой оказывается замкнутым. Замкнутые слои обозначаются: $1s^2$, $2s^2$, $2p^6$, $3d^{10}$, . . . Состояние оболочки в целом определяют полные моменты — орбитальный $\boldsymbol{L}=\sum_k\boldsymbol{l}_k$ и спиновый $\boldsymbol{S}=\sum_k\boldsymbol{s}_k$. Их квантованные значения выражаются через суммарные квантовые числа L и S, образуемые комбинациями чисел l_k и s_k. Для полного момента $\boldsymbol{J}=\boldsymbol{L}+\boldsymbol{S}$, его квантовые числа равны: $J=L+S$, $L+S-1$, . . ., $L-S+1$, $L-S$ (если $L\geqslant S$) и $J=S+L$, $S+L-1$, . . ., $S-L+1$, $S-L$ (если $L<S$). Величины всех моментов — механических и магнитных — равны:

$$|\boldsymbol{L}|=\sqrt{L(L+1)}\hbar,\ |\boldsymbol{S}|=\sqrt{S(S+1)}\hbar,$$
$$|\boldsymbol{J}|=\sqrt{J(J+1)}\hbar, \qquad (1)$$
$$|\boldsymbol{\mu}_L|=\sqrt{L(L+1)}\,\mu_Б,\ |\boldsymbol{\mu}_S|=\sqrt{S(S+1)}\,\mu_Б,$$
$$|\boldsymbol{\mu}_J|=\sqrt{J(J+1)}\,\mu_Б, \qquad (2)$$

их проекции определяются квантовыми числами

$$m_L=-L,\ -(L-1),\ \ldots,\ (L-1),\ L;$$
$$m_S=-S,\ -(S-1),\ \ldots,\ (S-1),\ S; \qquad (3)$$
$$m_J=-J,\ -(J-1),\ \ldots,\ (J-1),\ J.$$

В векторной модели есть два предельных случая: LS-связь и jj-связь. В первом случае (см. *Спин-орбитальное взаимодействие*) электростатич. взаимодействие значительно больше магнитного. Поэтому разности энергий состояний оболочки с различными $\boldsymbol{L}$ и $\boldsymbol{S}$ заметно больше разностей энергий состояний с данными $\boldsymbol{L}$ и $\boldsymbol{S}$, но с различными $\boldsymbol{J}$, т. е. различными взаимными ориентациями (углами) векторов $\boldsymbol{L}$ и $\boldsymbol{S}$. LS-связь обусловливает *тонкую структуру* атомных спектров. В случае оболочек атомов тяжёлых хим. элементов магн. спин-орбитальная связь может по энергии сравняться и даже превысить электростатич. энергию, это нарушит LS-связь. В возникшей jj-связи $\boldsymbol{l}_k$ и $\boldsymbol{s}_k$ сначала объединяются ($\boldsymbol{j}_k=\boldsymbol{l}_k+\boldsymbol{s}_k$), а затем создают полный (суммарный) момент $\boldsymbol{J}$. Конкретные значения $\boldsymbol{L}$, $\boldsymbol{S}$ и $\boldsymbol{J}$ находят с помощью *Хунда правил*: 1) наименьшей энергией обладает состояние с наибольшим (при заданной конфигурации) значением суммарного спина $\boldsymbol{S}$ и наибольшим при заданном $\boldsymbol{S}$ суммарным орбитальным моментом $\boldsymbol{L}$; 2) если $\boldsymbol{L}\neq 0$ и $\boldsymbol{S}\neq 0$, а оболочка nl содержит меньше половины максимально возможного числа электронов ($<2l+1$), то наименьшую энергию имеют уровни мультиплета с $J=|L-S|$, а при числе электронов, превышающем $2l+1$, — уровни с $J=L+S$. Согласно этому, можно найти $\boldsymbol{L}$ и $\boldsymbol{S}$ для атомов начала таблицы Менделеева: у He с $Z=2$ $S_{He}=L_{He}=0$; то же у Be с $Z=4$; но у C ($Z=6$) с шестью электронами характер заполнения электронной оболочки иной — появляются p-уровни и по правилу Хунда два p-электрона имеют параллельные спины и орбиты с $l=1$, т. е. $S_C=1$ и $L_C=1$. Из первых 18 элементов с чётным числом электронов только атомы восьми магнитонейтральны: атомы инертных газов (He, Ar, Ne, Kr) и ещё Be, Mg, Ca, Zn. Атомы всех остальных 10 элементов с чётным числом электронов (C, O, Si, S, Ti, Cr, Fe, Ni, Ge, Se) и все 18 с нечётным числом (от H до Br) являются парамагнитными, из них только 5 со спиновыми моментами (H, Li, Na, K, Cu) и 13 со спиновыми и орбитальными (B, N, F, Al, P, Cl, Sc, V, Mn, Co, Ga, As, Br). Можно определить моменты атомов и всех др. элементов, включая также и элементы переходных групп. Результирующий магн. момент оболочки μ, в силу аномалии спинового фактора Ланде ($g_{сп}=2g_{орб}$) не будет совпадать по направлению с моментом $\boldsymbol{J}$ (рис. 1). Поскольку заряд

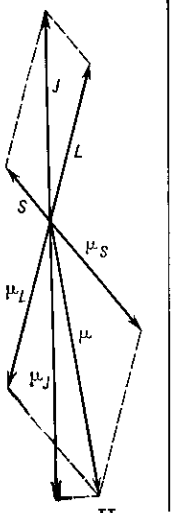


Рис. 1. Сложение механических и магнитных моментов электронной оболочки атома.

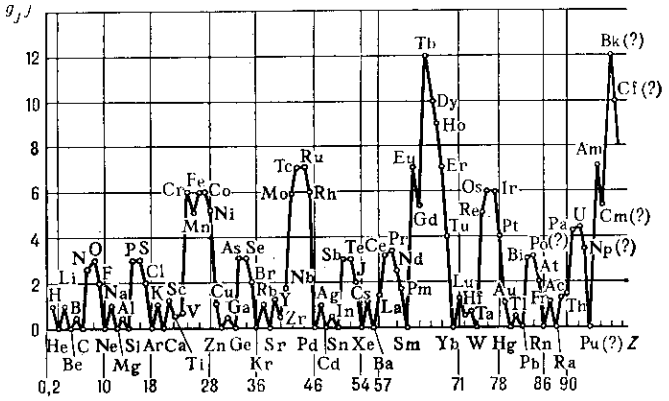


Рис. 2. Максимальные проекции полных магнитных моментов электронных оболочек атомов g_JJ (в единицах $\mu_Б$) химических элементов в зависимости от их порядкового номера Z в таблице Менделеева.

$e<0$, векторы $\boldsymbol{S}$ и $\boldsymbol{L}$, $\boldsymbol{\mu}_S$ и $\boldsymbol{\mu}_L$ антипараллельны, $\boldsymbol{\mu}$ и $\boldsymbol{J}$ составляют угол $\neq 180°$. Эффективный магн. момент оболочки определяет слагающая μ_J:

$$\mu_J=\mu_L\cos(\boldsymbol{L},\boldsymbol{J})+\mu_S\cos(\boldsymbol{S},\boldsymbol{J}). \qquad (4)$$

Применяя к треугольнику из векторов $\boldsymbol{L}$, $\boldsymbol{S}$ и $\boldsymbol{J}$ тригонометрич. ф-лы и используя выражения (1) и (2) для величин векторов, находим значение косинусов в (4) и получаем $\mu_J = g_J\sqrt{J(J+1)}\mu_Б$, где

$$g_J = 1 + \frac{J(J+1)+S(S+1)-L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (5)$$

фактор Ланде оболочки атома. При $L=0$: $J=S$ и $g_J = g_{сп}=2$; при $S=0$: $L=J$ и $g_J=g_{орб}=1$. В магн. поле вектор $\boldsymbol{\mu}$ имеет $2J+1$ возможных проекций, равных $m_J g_J \mu_Б$. В качестве магн. момента оболочки атома часто приводят не его проекцию μ_J на $\boldsymbol{J}$, а макс. положит. значение проекции на направление магн. поля, т. е. $(\mu_H)_{макс} = J g_J \mu_Б$. Значения $(\mu_H)_{макс}$ для всех хим. элементов приведены на рис. 2. График показывает периодичность зависимости $(\mu_H)_{макс}$ от Z, а также то, что наиб. значения $(\mu_H)_{макс}$ принадлежат переходным элементам.

Магнетизм молекул. Уже в простейшем случае двухатомных молекул векторная схема изменяется по сравнению со схемой атомной оболочки. Результирующий орбитальный момент не является интегралом движения (поскольку электрич. поле ядер молекулы не обладает сферич. симметрией); сохраняется (приближённо при неподвижных ядрах и слабой спин-орбитальной связи) проекция этого момента на ось молекулы, соединяющую центры ядер, т. к. в двухатомных молекулах поле ядер имеет аксиальную симметрию. Для этой проекции вводят новое квантовое число Λ, по значениям к-рого классифицируют термы молекулы: $\Sigma(\Lambda=0)$, $\Pi(\Lambda=1)$, $\Delta(\Lambda=2)$, $\Phi(\Lambda=3)$, . . . Полный момент с квантовым числом J равен векторной сумме «параллельной» проекции орбитального Λ + спинового $\boldsymbol{S}_\Sigma$ моментов и момента вращения атомов вокруг перпендикуляра к оси молекулы (квантовое число N). Различают два случая: а) связь орбитального и спинового моментов сильнее, чем SN-связь, поэтому суммарный момент $\sqrt{J(J+1)}\hbar$ равен векторной сумме момента $\boldsymbol{N}$ и результирующей проекции $\Lambda+\boldsymbol{S}_\Sigma$ на ось молекулы (рис. 3, *а*); б) $S\Lambda$-связь слабее SN-связи, поэтому проекция S_Σ исчезает (рис. 3, *б*). Векторы Λ и $\boldsymbol{N}$ дают результирующий вектор $\boldsymbol{K}$, к-рый, складываясь с $\boldsymbol{S}$, даёт суммарный момент $\sqrt{J(J+1)}\hbar$. В случае диамагн. молекул результирующий спин оболочки равен нулю, а также отсутствует Λ (в случае двухатомных молекул это Σ-состояние) или в многоатомных молекулах вообще отсутствует орбитальный момент.

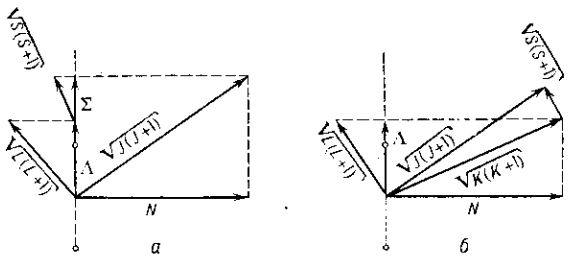


Рис. 3. Векторная модель моментов количества движения молекулы.

В химии молекул различают два осн. типа связей — и о н н у ю и к о в а л е н т н у ю. Образование двухатомной молекулы с ионной связью, напр. из галоида F и щелочного металла Li, описывается как переход валентного электрона от металла к галоиду, что превращает атомы в катион $Li^+(1s^2)$ и анион F^- $(1s^2\ 2s^2\ 2p^6)$. Между ионами возникает кулоновское притяжение, в основном определяющее связь атомов в такой молекуле. Конфигурации оболочек ионов совпадают с таковыми для инертных газов He и Ne, поэтому молекулы с ионной связью оказываются, как правило, магнитонейтральными. В случае ковалентной связи соединяющиеся атомы не превращаются в ионы, их валентные электроны принадлежат молекуле и образуют валентные пары с нулевыми спиновым и орбитальным моментами. Фактически в разл. молекулах преобладает либо ионная, либо ковалентная связь. Наглядно это можно проиллюстрировать переходом от ярко выраженной ковалентной связи молекул IV группы периодич. системы элементов (Ge или Si) через соединения типа $A_{III}B_V$ (GaAs) и $A_{IV}B_{VI}$ (ZnSe) к чисто ионным соединениям A_IB_{VII} (напр., KBr) (см. *Полупроводники*). К двухатомным молекулам с преобладанием ковалентной связи и с магнитонейтральным осн. состоянием относятся H_2, N_2, CO, галоиды (F_2, Cl_2, . . .), галоидоводороды (HF, HCl, . . .), трёх-, четырёх- и пятиатомные молекулы (H_2S, H_2O_2, NH_3, CH_4, . . .), а также огромное число органич. молекул с насыщенной валентностью. Имеются также молекулы с водородной связью, напр. H_2O, они также магнитонейтральны. Среди диамагн. молекул особенно интересны молекулы ароматич. соединений, содержащие циклич. группировки (кольца), напр. молекула бензола C_6H_6. Входящие в её состав атомы C расположены в вершинах правильного плоского шестиугольника. Каждый из атомов C образует в плоскости кольца по три σ-связи под углами 120° друг к другу (две C—C и одну C—H). У шести атомов C имеется 24 $2s$- и $2p$-электронов. В σ-связях участвуют $3\times6=18$ гибридизированных p- и s-электронов. Оставшиеся 6 p-электронов делокализуются в поле 6 ионных остовов C и образуют коллективизиров. электронную оболочку молекулы (π-связь). Под влиянием магн. поля, перпендикулярного к плоскости молекулы, эти электроны, подобно электронам проводимости металла, образуют ток проводимости. Поэтому для ароматич. соединений (бензола, нафталина, антрацена и др.) характерны большие абс. значения диамагн. восприимчивости и асимметрия восприимчивости. Гораздо меньше существует магнитоактивных молекул. Типичными представителями молекул этого немногочисл. класса являются O_2 и NO. Осн. состоянию этих молекул соответствуют термы $^3\Sigma$ ($\Lambda=0$, $S=1$) и $^2\Pi$, т. е. дублет с уровнями $^2\Pi_{3/2}$ и $^2\Pi_{1/2}$ ($\Lambda=1$ и $S=\pm^1/_2$). В первом случае, несмотря на чётное число электронов, два из них остаются неспаренными.

Взаимодействие магн. момента электронной оболочки с моментами атомных ядер проявляется в двух эффектах: *сверхтонкой структуре* уровней энергии молекулы и магн. экранировании ядер. Последнее возникает при наложении внеш. магн. поля, когда из-за диамагнетизма оболочки в месте расположения ядер возникает внутр. магн. поле, ослабляющее внешнее.

Реакция атомных и молекулярных систем на воздействие внеш. постоянного и переменного во времени магн. поля $\boldsymbol{H}_z$ может быть определена расчётом. При этом исходят из общего выражения для квантовомеханич. среднего значения оператора суммарного спинового и орбитального магн. момента $\hat{M}_z$ (вдоль $\boldsymbol{H}_z$):

$$\hat{M}_z = -\frac{|e|}{2mc}\sum_k (\hat{l}_{kz} + 2\hat{s}_{kz}),$$

где суммирование ведётся по всем k электронам атомной или молекулярной оболочки, $\hat{l}_{kz}$ и $\hat{s}_{kz}$ — операторы z-компонент спинового и орбитального механич. моментов k-го электрона. Т. о., для ср. значения $\overline{\hat{M}_z}$ имеем:

$$\overline{\hat{M}_z} = (n\,|\,\hat{M}_z\,|\,n) = (n\,|\,\hat{M}_z^{(0)}\,|\,n) + 2H_z\sum_{n'(\neq n)}\frac{[(n\,|\,\hat{M}_z^{(0)}\,|\,n')]^2}{\mathcal{E}_{n'}^{(0)} - \mathcal{E}_n^{(0)}} - H_z\frac{e^2}{4mc^2}(n\,|\,x_k^2 + y_k^2\,|\,n), \quad (6)$$

где $(n|\hat{M}_z^{(0)}|n)$ и $(n|\hat{M}_z^{(0)}|n')$ (при $n\neq n'$) — диагональные и

недиагональные матричные элементы для состояний при $H_z=0$, $\mathcal{E}_{n'}^{(0)}$ и $\mathcal{E}_n^{(0)}$ — энергии невозмущённых состояний (при $H_z=0$) для состояний n' и n, x_k и y_k — координаты k-го электрона в плоскости, нормальной к магн. полю $\boldsymbol{H}_z$. Первый член в правой части (6) определяет ориентац. *парамагнетизм*, второй — поляризац. парамагнетизм (*ванфлековский парамагнетизм*), третий — обычный прецессионный *диамагнетизм*.

Лит.: Селвуд П., Магнетохимия, пер. с англ., 2 изд., М., 1958; Волькенштейн М. В., Строение и физические свойства молекул, М.— Л., 1955; Дорфман Я. Г., Магнитные свойства и строение вещества, М., 1955; его же, Диамагнетизм и химическая связь, М., 1961; Дрелл С. Д., Захариазен Ф., Электромагнитная структура нуклонов, пер. с англ., М., 1962; Фельд Б., Модели элементарных частиц, пер. с англ., М., 1971; Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971, гл. 2, 5, 7, 9; его же, Магнетизм микрочастиц, М., 1973; Тикадзуми С., Физика ферромагнетизма. Магнитные свойства вещества, пер. с япон., М., 1983.

С. В. Вонсовский.

МАГНЕ́ТИК — вещество, у к-рого обнаруживаются к.-л. магн. свойства (см. *Магнетизм*). Разнообразие типов М. обусловлено различием магн. свойств микрочастиц, образующих вещество (см. *Магнетизм микрочастиц*), особенностями их взаимодействий, фазовым (в т. ч. агрегатным) состоянием вещества и др. факторами. М. часто классифицируют по величине и знаку их *магнитной восприимчивости* $\varkappa$ (вещества с $\varkappa<0$ наз. *диамагнетиками*, с $\varkappa>0$ — *парамагнетиками*, с $\varkappa\gg1$ — *ферромагнетиками*). Более глубокая физ. классификация М. основана на рассмотрении их *магнитной атомной структуры*. К М. с дальним порядком в расположении локализованных магн. моментов относят: ферромагнетики, *антиферромагнетики*, *ферримагнетики*, неколлинеарные ферро- и ферримагнетики (в т. ч. метамагнетики и спиромагнетики, см. *Метамагнетик* и *Спиромагнетизм*).

МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ — см. *Магнитокалорический эффект*.

МАГНЕТО́Н — единица измерения магн. момента, к-рую используют при изучении магн. свойств атомов и атомных ядер.

Согласно классич. электродинамике, движение заряж. частицы (с абс. значением заряда e и массой m) со скоростью v по круговой орбите радиуса r можно рассматривать как элементарный виток с круговым электрич. током, сила к-рого I равна заряду, делённому на период вращения $2\pi r/v$, т. е. $I=ev/2\pi r$. Магн. момент такого витка с током равен (в системе СГС) $\mu=IS/c$, где $S=\pi r^2$ — площадь, охватываемая витком, и, следовательно, $\mu=evr/2c=(e/2mc)l_z$, где $l_z=mvr$ — проекция орбитального момента $\boldsymbol{l}$ частицы на ось z, перпендикулярную плоскости витка (т. е. плоскости движения частицы). Если движение частицы подчиняется квантовым законам, то l_z квантуется: $l_z=\hbar m_l$, где m_l может принимать любые целые значения в интервале от $-l$ до $+l$ ($m_l=0, \mp1, \mp2, \ldots, \mp l$), и $\mu=(e\hbar/2mc)\,|\,m_l|$, т. е. кратен величине $e\hbar/2mc$, имеющей размерность магн. момента и играющей в данном случае роль элементарного магн. момента — «кванта» магн. момента частицы.

В системах атомной физики (атомах, молекулах и т. п.), где существ. роль играют электроны, единицей измерения магн. момента системы является магнетон Бора:

$$\mu_{\text{Б}}=\frac{e\hbar}{2m_ec}=0{,}9274\cdot10^{-20}\ \text{эрг}\cdot\text{Гс}^{-1},$$

где m_e — масса электрона. В ядерной физике используется ядерный магнетон:

$$\mu_{\text{яд}}=\frac{e\hbar}{2m_pc}=5{,}0508\cdot10^{-24}\ \text{эрг}\cdot\text{Гс}^{-1},$$

где m_p — масса протона. Т. о., магн. момент атомной или ядерной системы характеризуется соответствующим М. Поскольку магн. момент $\boldsymbol{\mu}$ системы (молекулы, атома, атомного ядра, элементарной частицы) определяет величину энергии взаимодействия системы с внешним магн. полем ($U_{\text{вз}}=-\boldsymbol{\mu H}$, где $\boldsymbol{H}$ — напряжённость поля), а также энергию магн. взаимодействия частиц друг с другом, очевидно, что магн. взаимодействия в ядерных системах (ядерный магнетизм) примерно на 4 порядка слабее, чем в атомных системах.

Кроме механич. момента, обусловленного движением частицы в пространстве (орбитального момента), каждая элементарная частица (электрон, протон, нейтрон и др.), входящая в рассматриваемую систему (атом, ядро и т. д.), может обладать также собственным механич. моментом — *спином* и связанным с ним собственным (спиновым) магн. моментом.

Отношение магн. момента к механическому наз. гиромагн. отношением. Для орбит. момента, как указано выше, это отношение равно $\mu/l_z=e/2mc$. В случае спинового механич. момента гиромагн. отношение оказывается другим. Напр., из *Дирака уравнения* для электрона в нерелятивистском приближении во внешнем эл.-магн. поле (см. также *Паули уравнение*) следует, что для собств. магн. момента и спина электрона гиромагн. отношение равно e/mc, т. е. вдвое больше, чем для орбитального движения электрона. Но поскольку спин электрона равен $\hbar/2$, собств. магн. момент электрона оказывается равным по абсолютной величине $\mu_{\text{Б}}$.

Для более точного определения собств. магн. момента электрона μ_e надо рассчитать его энергию взаимодействия с внешним магн. полем, точнее, собств. энергию электрона в этом поле. При этом, согласно *квантовой электродинамике*, следует учитывать также *радиационные поправки*, т. е. эффекты взаимодействия электрона с эл.-магн. вакуумом (с *нулевыми колебаниями* эл.-магн. поля). С учётом этих поправок собств. магн. момент электрона по абс. величине будет равен: $\mu_e=\mu_{\text{Б}}+\Delta\mu$, где *аномальный магнитный момент* $\Delta\mu$ обусловлен радиац. поправками и очень мал по сравнению с $\mu_{\text{Б}}$: во втором порядке разложения по теории возмущений, где малым параметром является постоянная тонкой структуры

$$\alpha=e^2/4\pi\hbar c\approx1/137,\quad \Delta\mu=(\alpha/2\pi)\,\mu_{\text{Б}}.$$

Для определения собств. магн. моментов адронов, напр. нуклонов, кроме учёта вкладов эл.-магн. взаимодействия необходимо учитывать гораздо большие по величине (и, следовательно, более важные) вклады сильного взаимодействия частиц, определяющих структуру нуклонов. Именно вследствие сложной структуры нуклонов значения собств. магн. моментов протона и нейтрона значительно отличаются от ядерного М.

В. Д. Кукин.

МАГНЕТОСОПРОТИВЛЕ́НИЕ — изменение удельного сопротивления ρ проводника (металла, полуметалла, полупроводника) во внешнем магн. поле $\boldsymbol{H}$. Количественно М. характеризуется скалярной величиной $\Delta\rho/\rho$. М.— чётное гальваномагнитное явление. Классич. М. обусловлено искривлением траекторий носителей заряда (для определённости электронов проводимости) под действием магн. поля. Мерой искривления может служить отношение характерного размера траектории в магн. поле (напр., радиуса кривизны r) к длине свободного пробега электрона l. Это отношение можно представить в виде отношения H/H_0, где $H_0=cp/el$ ($\boldsymbol{p}$ — импульс электрона, e — его заряд). При $H\ll H_0$ как продольное (ток $\boldsymbol{j}\parallel\boldsymbol{H}$), так и поперечное ($\boldsymbol{j}\perp\boldsymbol{H}$) магнетосопротивление $\Delta\rho$ порядка $(H/H_0)^2$, т. е. магнетосопротивление мало. При $H>H_0$ искривление траекторий существенно и магнетосопротивление велико. При $H>H_{\text{кв}}=(mc/e\hbar)kT$ расстояние между *Ландау уровнями* электрона в магн. поле становится больше, чем тепловое размытие (kT) уровней и квантование движения электронов существенно влияет на магнетосопротивление (подробнее см. в ст. *Гальваномагнитные явления*).

Аномальное магнетосопротивление. В ряде веществ наблюдается значительное магнетосопротивление при $H \ll H_0$, знак которого может быть как положительный, так и отрицательный. Такими веществами являются, напр., ферро- и антиферромагн. металлы. Причины этого, как правило, внешние по отношению к электронам: при $H \ll H_0$ исчезает доменная структура, уменьшается плотность *магнонов* и др.

В немагнитных проводниках аномальное М., как правило, обусловлено квантовыми эффектами в движении электронов, вклад к-рых определяется соотношением между длиной волны де Бройля электрона $\lambda = \hbar/p$ и длиной его свободного пробега l. При $\lambda \gtrsim l$ (высокая концентрация примесей, высокая темп-ра) электронные состояния становятся локализованными (см. *Андерсоновская локализация*), т. е. квантовые эффекты приводят к исчезновению проводимости. В хороших проводниках $\lambda \ll l$ и проводимость σ определяется *Друде формулой*:

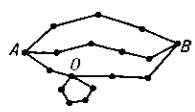


Рис. 1. Траектории электронов между точками A и B.

$$\sigma = Ne^2 l/p, \qquad (1)$$

где N — концентрация электронов. Квантовые эффекты в этом случае приводят к малым поправкам в ф-ле Друде, к-рые, однако, существенно зависят от магн. поля H. Поправки обусловлены интерференцией электронных состояний с состояниями, «обращёнными во времени», и важны для электронных траекторий с самопересечениями (рис. 1, см. *Интерференция состояний*). Фазы, «набираемые» электронными волновыми ф-циями (в отсутствие поля H) при прохождении электроном замкнутого участка траектории по и против часовой стрелки, равны ($\Delta\varphi = 0$). Поэтому интерференц. слагаемые в выражении для вероятности возврата в точку 0 велики, т. е. дают такой же вклад, как и классические. В итоге интерференция приводит к затруднению диффузии электрона из точки A в точку B и является причиной локализации и, следовательно, убывания σ, т. е. роста ρ. Можно показать, что интерференц. вклад в σ зависит от размерности пространства d:

$$\Delta\sigma \approx \begin{cases} (e^2/\hbar L_\varphi) + \text{const}, & d = 3; \\ -(e^2/\hbar)\ln(L_\varphi/l), & d = 2. \end{cases} \qquad (2)$$

Здесь $L_\varphi = (D\tau_\varphi)^{1/2}$, где D — коэф. диффузии электронов, τ — время «сбоя» фазы волновой ф-ции электрона (*время фазовой релаксации*), в течение к-рого электронное состояние можно считать когерентным. Величина τ_φ определяется неупругими процессами и в общем случае не совпадает со временем релаксации энергии (короче него). Величина L_φ имеет смысл макс. размера траекторий, на к-рых возможна интерференция состояний. Двумерная ситуация соответствует неравенству $a < L_\varphi$, где a — толщина образца. Т. к. $L_\varphi \gg l$, то переход от трёхмерной к двумерной ситуации и соответствующий размерный эффект квантового вклада в сопротивление возникают при $a \gg l$. Наиб. ярко локализац. эффекты проявляются при $d = 2$ (плёнки, *инверсионные слои*), где интерференц. вклад в σ растёт с ростом $\Delta\varphi$.

Отрицательное магнетосопротивление. При наличии магн. поля фазы, набираемые электронными волновыми ф-циями при распространении по и против часовой стрелки, становятся различными ($\Delta\varphi \neq 0$). Поэтому отрицательный интерференц. вклад в проводимость σ уменьшается по величине, т. е. σ вырастает, а сопротивление ρ убывает — возникает *отрицательное* магнетосопротивление. В магн. поле разность фаз $\Delta\varphi$ интерферирующих волновых ф-ций становится равной $2\Phi/\Phi_0$, где Φ — магн. поток, пронизывающий траекторию электрона, а $\Phi_0 = c\hbar/2e$ — *квант магнитного потока*. Поле H_φ, при к-ром подавление интерференц. вклада становится существенным ($\Delta\varphi = 2\pi$), имеет порядок:

$$H_\varphi \approx c\hbar/L_\varphi^2 e \approx H_0\,(\lambda/l)\,(\tau/\tau_4); \quad \tau = l/v \qquad (3)$$

(v — скорость электрона, L_φ — характерная площадь траектории). Из (3) видно, что $H_\varphi \ll H_0$. Изменения проводимости σ в области $H_\varphi \leqslant H \leqslant H_0$ приближённо равны:

$$\sigma(H) - \sigma(0) = \begin{cases} (e^2/\hbar)\ln(eH/\hbar c)^{1/2}, & d = 3; \\ (e^2/\hbar)\ln(eHD\tau_\varphi/c\hbar), & d = 2. \end{cases} \qquad (4)$$

В трёхмерном случае эффект не зависит от угла между $\boldsymbol{H}$ и $\boldsymbol{j}$; в двумерном отрицат. магнетосопротивление анизотропно. Наиболее яркие проявления интерференц. эффектов — осцилляции сопротивления многосвязных образцов в магнитном поле — аналог *Аронова — Бома эффекта* (рис. 2).

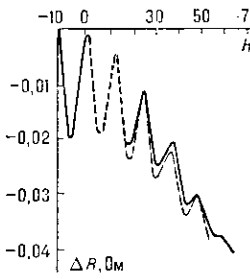


Рис. 2. Зависимость сопротивления R полого цилиндра из Li от магнитного поля $\boldsymbol{H}$, параллельного оси цилиндра; сплошная кривая — данные эксперимента, штриховая — теоретическая.

Влияние спиновых эффектов. При рассеянии электрона на немагн. примесях, дефектах или поверхности образца из-за спин-орбитального взаимодействия подавляется когерентность между 2 сопряжёнными волновыми ф-циями в триплетном канале (полный спин 1), в то время как когерентность в синглетном канале (полный спин 0) сохраняется. Рассеяние на магн. примесях, приводящее к перевороту спина, подавляет когерентность в обоих каналах. Интерференц. слагаемое, соответствующее синглетному каналу, входит со знаком, противоположным бесспиновому случаю. Подавление этого вклада магн. полем соответствует аномальному положит. М. Поле H_φ^+, характеризующее его, можно получить из оценки (3) заменой $\tau_\varphi^+ \to \tau_{\varphi_1}^-$, где $1/\tau^+ = 1/\tau^- + 1/\tau_s$. Здесь τ_s — частота актов магн. рассеяния.

Влияние энергетического спектра носителей. К аномальному положит. М. могут привести и особенности энергетич. спектра носителей заряда. В нек-рых *полупроводниках* (Ge, Si, $A^{III}B^{V}$) валентная зона 4-кратно вырождена в центре зоны Бриллюэна. В результате возникает 4 интерференц. вклада, каждый из к-рых характеризуется своим временем фазовой релаксации. При сильной деформации, снимающей вырождение валентной зоны, положит. аномальное М. меняется на отрицательное.

Межэлектронное рассеяние усложняет описанную картину. С одной стороны, межэлектронное рассеяние даёт вклад во время фазовой релаксации τ_φ (в ряде случаев определяющий). С др. стороны, оно является источником специфич. квантовых вкладов, чувствительных к магн. полю: взаимодействие флуктуаций плотности электронов и образование электронных пар (аналогичное сверхпроводящему спариванию). Магн. поле влияет на эти процессы по-разному. В частности, возникает М. в полях $H \sim kT/eD$. Появление такого масштаба обусловлено тем, что энергии двух интерферирующих электронных состояний различаются на величину порядка kT; соответственно, скорость расфазировки порядка $kT/\hbar$. При учёте спиновых эффектов появляются также вклады, характеризующиеся зависимостью ρ от H при $H = kT/g\mu_B$ (μ_B — магнетон Бора, g — фактор спектроскопич. расщепления).

Т. о., аномальное М. характеризуется разнообразными зависимостями от магн. поля. Исследование этих зависимостей в сочетании с изучением классич.

магнетосопротивления и температурных зависимостей магнетосопротивления позволяет определить такие характеристики электронов в проводниках, как энергетич. спектр, механизмы релаксации, константы межэлектронного взаимодействия, времена фазовой и спиновой релаксации и др.

Лит.: Альтшулер Б. Л. и др., Об аномальном магнетосопротивлении в полупроводниках, «ЖЭТФ», 1981, т. 81, с. 768; Altshuler B. L. и др., Coherent effects in disordered conductors, в кн.: Quantum theory of solids, Moscow, 1982; Bergmann G., Weak localisation in thin films, a time — of-flight experiment with conduction electrons, «Phys. Repts», 1984, v. 107, p. 1; Altshuler B. L., Aronov A. G., Electron-electron interaction in disordered-systems, в кн.: Electron-electron interactions in disordered conductors, Amst., 1985; Lee P. A., Ramakrishnan T. V., Disordered electronic systems, «Rev. Mod. Phys.», 1985, v. 57, p. 287.

Ю. М. Гальперин.

МАГНЕТОХИ́МИЯ — раздел физ. химии, изучающий взаимосвязь между магн. и хим. свойствами веществ. Исторически первым магнетохим. подходом к изучению строения веществ считают известные правила Паскаля (P. Pascal, 1910—13), связывающие *магнитную восприимчивость* χ органич. соединений с суммой атомных магн. восприимчивостей и дополнит. поправками, к-рые зависят от природы *химической связи* и строения молекул [1]:

$$\chi = \sum_i n_i \chi_i + \lambda, \qquad (1)$$

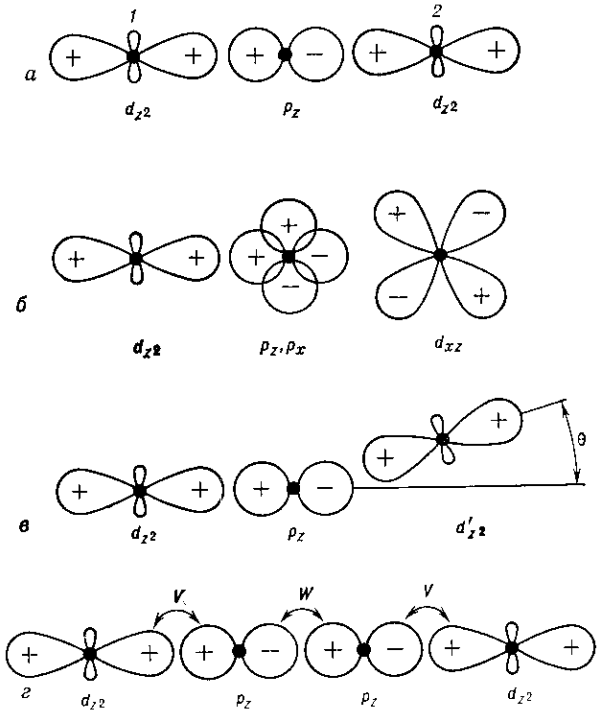
где n_i — число атомов сорта i, χ_i — их атомная магн. восприимчивость, λ — поправка на хим. связь в молекуле. В дальнейшем Я. Г. Дорфман предложил использовать для магнетохим. исследований веществ метод, осн. на квантовомеханич. теории магн. восприимчивости Ван Флека (J. Van Vleck) [2]:

$$\chi = -\frac{Ne^2}{6m_e c^2}\sum_i \overline{r_i^2} + N\alpha. \qquad (2)$$

Здесь первый член описывает суммарную диамагн. восприимчивость всех атомов в молекуле (N — число молекул, $\overline{r_i^2}$ — ср. квадрат расстояния электронов от ядра), а второй член — парамагн. вклад возбуждённых состояний молекул (предполагается, что этот вклад не связан с тепловым возбуждением и не зависит от темп-ры). Существенный прогресс в понимании неразрывной связи особенностей хим. строения с характером магн. взаимодействий в твёрдых телах связан с работами Дж. Гуденафа (J. Goodenough) [3], установившего ряд качеств. закономерностей связи структурных и магн. характеристик.

Совр. анализ взаимосвязи хим. и магн. свойств молекул и кристаллов основан на совместном использовании достижений теории магнетизма и расчётных квантовохим. методов.

Сильное взаимное влияние хим. связи и магн. взаимодействий обусловлено их противоположной тенденцией к коллективизации или локализации электронных состояний. Характерный пример — существование локализов. магн. моментов на ионах переходных металлов связано с наличием у ионов неспаренных электронов, к-рые в соответствии с правилами Хунда размещаются по энергетич. уровням так, что спиновой и орбитальный моменты ионов оказываются максимальными [1]. С др. стороны, хим. связывание атомов (в молекулах и твёрдых телах) состоит в образовании в большей или меньшей степени делокализов. молекулярных орбиталей, к-рые заполняются в соответствии с принципом Паули парами электронов с противоположными спинами (см. *Паули принцип*). Это приводит, как правило, к компенсации магн. моментов отд. атомов. Обычно энергия хим. связи существенно превышает энергию внутриатомных магн. взаимодействий. Поэтому атомы в большинстве органич. и неорганич. веществ не обладают локализов. магн. моментами, а сами вещества обнаруживают лишь диамагн. свойства, присущие системам с заполненными электронными оболочками [2]. Однако атомы переходных элементов с недостроенными d- или f-оболочками имеют большие магн. моменты, к-рые не компенсируются при вхождении их в хим. соединения, более того, нескомпенсиров. магн. моменты оказывают существенное влияние на характер хим. связи. Взаимодействия магн. моментов атомов в комплексах и соединениях переходных металлов имеют специфич. квантовую (обменную) природу (см. *Обменное взаимодействие*). Обменные взаимодействия носят межатомный характер, они бывают как прямыми, так и косвенными, осуществляющимися через промежуточные немагн. атомы (лиганды, см. *Косвенное обменное взаимодействие*), и полностью определяются типом хим. связи в соединении. Именно поэтому наблюдаются корреляции между знаком, а также величиной параметра обмена, определяющими тип магн. упорядочения, и характером хим. связи в разл. классах кристаллов и комплексных соединений [3]. Напр., кристаллы с ковалентной связью, типа NiO, являются антиферромагн. диэлектриками, тогда как металлич. тип связи благоприятствует установлению ферромагн. порядка в системе магн. моментов. Зависимость величины и знака параметра обмена в комплексах и твердофазных соединениях d-металлов от типа заполнения магн. орбиталей и геометрии связи металл—лиганд—металл устанавливают известные правила Гуденафа—Канамори [3]. Так, напр., наиб. сильной хим. связью металл—лиганд в октаэдрич. комплексах является σ-связь d_{z^2} орбиталей металла и p_z орбиталей лиганда (рис., *а*).



Оптимальное хим. связывание магн. электронов атома металла с заполненной оболочкой лиганда приводит в этом случае к антиферромагн. упорядочению спиновых моментов [4]. Величина осуществляющейся через лиганд косвенной обменной связи пропорциональна параметру ковалентного смешивания. Именно доминированием такого взаимодействия в NiO определяется антиферромагнетизм этого соединения.

Если магн. орбитали в комплексе имеют разную симметрию, напр. d_{z^2} и d_{xz} (рис., *б*), то хим. связывание через лиганд будет существенно слабее, одновременно очень слабой оказывается и магн. связь атомов. В сложных комплексных соединениях, а часто

и в кристаллах, связи металл—лиганд—металл, как правило, неколлинеарны. Взаимодействие d_{z^2}-орбиталей с *s*-состояниями лиганда не зависит от угла θ (рис., *в*), а взаимодействие с p_z-состояниями пропорционально cosθ. В результате угловая зависимость обменной связи $\sim(\alpha+\cos\theta)^2$. Это простое соотношение хорошо описывает, напр., многие магн. свойства кристаллов со структурой перовскита [4]. Наконец, в комплексных соединениях *d*-металлов магн. атомы часто связаны друг с другом через неск. лигандов (рис., *г*). В случае, когда хим. связь лиганд—лиганд (*W*) не уступает по прочности связи металл—лиганд (*V*), наблюдается заметное по величине обменное взаимодействие магн. моментов. Типичный пример подобной системы — карбоксилаты меди, где магн. электроны атомов меди взаимодействуют вдоль цепочек: Cu—O—C—O—Cu [5].

Совр. методы квантовохим. расчётов на ЭВМ позволяют корректно и детально описать взаимообусловленность эффектов магн. упорядочения и хим. связывания. Для этого используют т. н. спин-поляризованные подходы к анализу энергетич. спектра магнитоупорядоченных соединений, в к-рых электроны с разл. ориентацией спинов занимают разные молекулярные орбитали. В рамках таких подходов магн. взаимодействия и хим. связь рассматривают с единых общих позиций. Чаще всего для этого используют два метода расчёта: т. н. неограниченный *Хартри—Фока метод* и метод функционала спиновой плотности [4]. Энергии и пространств. распределения молекулярных орбиталей в рамках этих методов определяются ориентацией спинов электронов, что позволяет просто и наглядно объяснить существование нескомпенсиров. спиновой плотности на атомах переходных металлов, их магн. упорядоченность, а также степень ковалентного смешивания орбиталей магн. атомов.

Коль скоро магн. свойства соединений обусловлены особенностями их структуры и хим. связи, то, располагая эксперим. информацией о магн. характеристиках системы, удаётся решать и ряд интересных структурных и кристаллохим. задач.

Осн. эксперим. методами магн. исследований являются метод статич. магн. восприимчивости и резонансные методы — ЭПР, ЯМР, *Мёссбауэра эффект* и др. Зависимость магн. взаимодействий от характера хим. связи, а значит и геом. структуры молекулярных (атомных) комплексов, получают из результатов теоретич. расчётов или обобщения массивов эксперим. данных для родственных объектов. Эти данные служат основой для магнетохим. анализа строения и электронных свойств соединения. Такой путь особенно важен в тех случаях, когда неприменимы прямые рентгеноструктурные методы исследований или их возможности резко ограничены (комплексы в растворах, малые концентрации магн. центров и др.).

Популярность резонансных магн. методов связана прежде всего с их высокой чувствительностью к небольшим концентрациям парамагн. центров. Косвенные *сверхтонкие взаимодействия* (СТВ), выявляемые в спектрах ЭПР, позволяют определить степень переноса спиновой плотности от магн. атома к лигандам и дают возможность оценить степень ковалентности хим. связи [6, 7]. Методы ЯМР оказались эффективными при исследованиях дефектов в твёрдых телах. Так, у твёрдых растворов VC_xN_y ряд величин — сдвиг Найта и параметры СТВ определяются конфигурацией локального окружения атома ванадия, поэтому ЯМР-исследования на ядрах ^{51}V дают детальную информацию о характере ближнего порядка и его нарушениях в карбонитридах.

Измерения магн. восприимчивости наиб. часто используют при изучении типа хим. связи и особенностей строения парамагн. комплексов [5] и диамагн. молекул [2]. Диамагн. восприимчивость органич. соединений с замкнутой электронной оболочкой содержит две составляющие: суммарную ланжевеновскую диамагн. восприимчивость отд. атомов и температурно независимую парамагн. восприимчивость [см. (2)], связанную с несферич. деформацией электронных оболочек при образовании хим. связи (см. *Ванфлековский парамагнетизм*). Сравнение значения диамагн. восприимчивости соединения с независимо определённой аддитивной суммой восприимчивостей отд. атомов позволяет установить характер хим. связи. Так, наличие в молекуле двойной связи заметно снижает диамагн. восприимчивость, тогда как ароматич. связь с коллективизацией электронов приводит к росту восприимчивости и появлению магн. анизотропии. Измерения восприимчивости позволяют исследовать сложные процессы, напр. полимеризацию, поскольку добавление каждого мономера изменяет диамагн. восприимчивость полимера на известную величину, определять относительное содержание неск. таутомеров или различия между неск. структурами сложных ароматич. веществ [2]. Несомненным достоинством метода магн. восприимчивости и др. подобных методов является слабое воздействие внеш. магн. поля на хим. реакции и равновесные состояния, тогда как обычные хим. методы анализа, связанные с добавлением индикатора-реагента, нарушают хим. равновесие.

В случае парамагн. комплексов или соединений *d*-металлов измерения температурной зависимости магн. восприимчивости позволяют определить величины атомных магн. моментов и параметры обменного взаимодействия. Изучение парамагн. восприимчивости многоядерных кластеров со сложной структурой [5] позволяет исследовать особенности их энергетич. спектра и строения.

Интересной областью М. является исследование влияния спиновых состояний разл. атомов и их обменных взаимодействий на характер хим. реакций между парамагн. частицами в растворах [8], в т. ч. в многокомпонентных и полимерных растворах, а также в биологич. системах.

Заметно возросла роль магнетохим. исследований каталитич. активности металлов и сплавов. Для этих объектов измерение магн. восприимчивости является одним из наиболее точных аналитич. методов определения содержания ничтожных добавок активных веществ, напр. ферромагн. частиц Ni или MnO_2, а также их взаимодействия, поскольку хим. связывание резко меняет магн. свойства объектов. Данные о магн. восприимчивости дают возможность также определять зависимость каталитич. активности металла от размера его частиц. Такого рода исследования позволили сделать важные выводы о составе и структуре многих катализаторов, а также получить данные об электронных взаимодействиях между адсорбентом и адсорбированным веществом, к-рые вряд ли могли быть получены к.-л. др. методами [5].

Лит.: 1) Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971; 2) Дорфман Я. Г., Диамагнетизм и химическая связь, М., 1961; 3) Гуденаф Д., Магнетизм и химическая связь, пер. с англ., М., 1968; 4) Губанов В. А., Лихтенштейн А. И., Постников А. В., Магнетизм и химическая связь в кристаллах, М., 1985; 5) Калинников В. Т., Ракитин Ю. В., Введение в магнетохимию, М., 1980; 6) Цукерблат Б. С., Белинский М. И., Магнетохимия и радиоспектроскопия обменных кластеров, Киш., 1983; 7) Плетнев Р. Н., Сидоров А. А., Зенцов В. П., Губанов В. А., ЯМР и сверхтонкие взаимодействия в твердых телах, Свердловск, 1986; 8) Замараев К. И., Молин Ю. Н., Салихов К. М., Спиновый обмен, Новосиб., 1977.

В. А. Губанов, А. И. Лихтенштейн.

МАГНЕТРОН — электровакуумный генератор эл.-магн. колебаний СВЧ, основанный на взаимодействии электронов, движущихся в магн. поле, с возбуждаемыми ими эл.-магн. полями. Основу конструкции М. составляет коаксиальный цилиндрич. диод с внутр. электродом — катодом в однородном магнитостатич. поле, направленном вдоль его оси. Эмитированные катодом электроны совершают дрейфовое движение

поперёк скрещенных статических электрич. E_0 и магн. H_0 полей ($E_0 \perp H_0$), образуя замкнутый поток вокруг катода.

Анод многорезонаторного М.— массивный полый цилиндр, во внутр. части к-рого вырезаны объёмные резонаторы со щелями, выходящими на поверхность (рис. 1). Последовательность резонаторов образует периодич. структуру на поверхности анода и обусловливает азимутальное замедление вращающихся эл.-магн. волн, для к-рых всё пространство М. является единым высокодобротным объёмным резонатором. Энер-

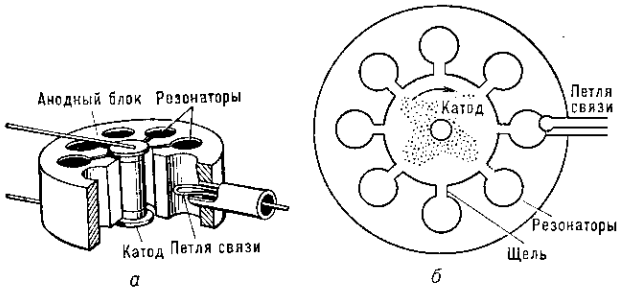


Рис. 1. Схематическое изображение многорезонаторного магнетрона: *а* — общий вид; *б* — сечение плоскостью, перпендикулярной H_0.

гообмен электронного потока с эл.-магн. полями в М. обусловлен их непрерывным взаимодействием в условиях синхронизма ср. скорости электронов с фазовой скоростью одной из мод единого резонатора (рабочей модой, см. ниже).

Формирование и свойства электронного потока. В предгенерац. период в невозмущённом СВЧ-полями потоке азимутальное и радиальное перемещения электронов, в соотв. с интегралами угл. момента и энергии, характеризуются скоростями

$$\frac{d\theta}{dt}=\frac{\omega_c}{2}\left(1-\frac{r_к^3}{r^2}\right);\ \frac{dr}{dt}=\sqrt{2\frac{e}{m}\varphi(r)-\left(r\frac{d\theta}{dt}\right)^2}\ , \quad (*)$$

где r, θ — полярные координаты, t — время, e, m — заряд и масса электрона, $\omega_c=\frac{eH_0}{mc}$ — *циклотронная частота*, $r_к$ — радиус катода, $\varphi(r)$ — потенциал электростатич. поля E_0 (на катоде $\varphi=0$, на аноде $\varphi=U>0$). При заданном анодном напряжении U и малых H_0 электроны попадают на анод. С ростом H_0, как видно из (*), увеличивается доля энергии в азимутальном движении, а радиальная скорость уменьшается. При нек-ром критич. $H_0=H_{кр}$ (U задано) или при $U=U_{кр}$ (H_0 задано)

$$U_{кр}=\frac{e}{8mc^2}r_a^2H_0^2\left(1-\frac{r_к^2}{r_a^2}\right)^2$$

траектории электронов только касаются поверхности анода, $r=r_a$. При $U<U_{кр}$ (или при $H_0>H_{кр}$) происходит т. н. отсечка анодного тока — вершины траекторий оказываются на нек-ром расстоянии от анода (магн. изоляция диода). С уменьшением U (с ростом H_0) поток всё ближе примыкает к катоду, тем самым происходит углубление магнитной изоляции диода. В пренебрежении собств. полями электронного облака движение отдельных частиц представляет собой суперпозицию вращения с частотой ω_c и дрейфа в скрещенных полях, траектории — эпициклоиды. При интенсивной электронной эмиссии и значит. объёмном заряде в потоке движение частиц несколько трансформируется.

В условиях магн. изоляции диода поток электронов, замыкающийся вокруг катода, образует электронный резонатор с дискретным спектром собств. колебаний типа вращающихся волн с частотами $\omega_e\approx 2\pi n/t_e$, где t_e — ср. время дрейфа вокруг катода, n — целое число. Под действием разл. флуктуаций (дробовой шум и др.) в электронном потоке развиваются шумовые колебания, в спектре к-рых в окрестности ω_e обнаруживаются максимумы интенсивности. Полная энергия шумовых колебаний в предгенерац. периоде $\leqslant 10\%$ от энергии потока. Столь высокий уровень шумовых колебаний может быть связан с развитием разл. волновых неустойчивостей, в т. ч. диокотронной, обусловленной наличием радиального градиента угловой скорости электронов.

Электродинамическая система магнетрона. Для возбуждения генерации необходим синхронизм ср. азимутальной скорости электронов и фазовой скорости возбуждаемых ими волн. Существуют различные периодич. системы замедления вращающихся волн у резонансных типов колебаний М.: цепочки связанных резонаторов (рис. 1), гребенчатые структуры и др. (см. *Замедляющая система*). Но независимо от конкретного типа резонансной структуры анода её осн. ф-ция состоит в создании СВЧ-полей заданной частоты и конфигурации, способных взаимодействовать с электронным потоком.

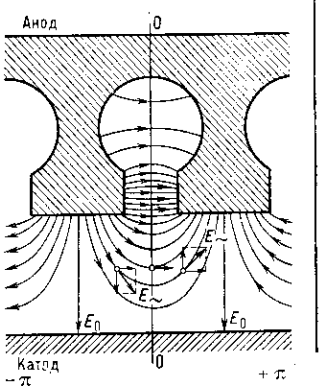


Рис. 2. Структура электрического поля основной гармоники замедленной волны (колебания π-вида).

Система N резонаторов М. имеет N основных видов колебаний, определяемых сдвигом фаз колебаний $\varphi_n=2\pi n/N$ внутри соседних элементов структуры (n — целое число). При чётном N невырожденными являются колебания с $n=0$ (синфазные) и с $n=N/2$ (π-вид, противофазные). В этом случае образуются стоячие волны поля. Для остальных n поля имеют вид волн, бегущих по внутр. поверхности анода, а сами колебания являются двукратно вырожденными (одинаковой собств. частотой обладают, напр., колебания с $n=N/2\pm 1$). Для простейших анодов зависимость длины волны колебаний λ от n имеет вид

$$\lambda_n=\frac{\lambda_0}{\sqrt{1+\varkappa\,[1-\cos(2\pi n/N)]}}\ ,$$

где коэф. $\varkappa$ определяется степенью связи элементов структуры, напр. близостью катода к аноду в масштабе периода структуры, λ_0 — длина волны резонансных колебаний отд. резонаторов структуры.

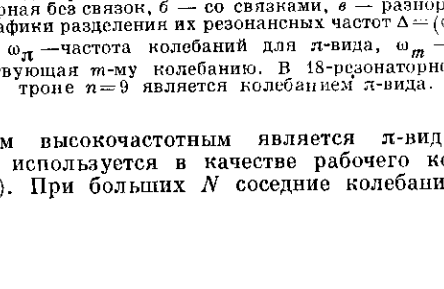


Рис. 3. Виды резонаторных систем магнетрона (*а* — равнорезонаторная без связок, *б* — со связками, *в* — разнорезонаторная) и графики разделения их резонансных частот $\Delta=(\omega_\pi-\omega_m)/\omega_\pi$, где ω_π —частота колебаний для π-вида, ω_m — частота, соответствующая m-му колебанию. В 18-резонаторном магнетроне $n=9$ является колебанием π-вида.

Самым высокочастотным является π-вид, к-рый обычно используется в качестве рабочего колебания (рис. 2). При больших N соседние колебания имеют

близкие собств. частоты и фазовые скорости вращающихся волн. В этом случае возможны возбуждения «паразитных» видов колебаний и перескоки с одного вида на другой. Поэтому для устойчивой работы на колебаниях π-вида часто разрежают примыкающий участок спектра, обычно с помощью двух кольцевых связок, соединяющих соответственно чётные и нечётные элементы системы (рис. 3).

Вывод энергии из М. обычно осуществляется с помощью коаксиальных линий и радиоволноводов через

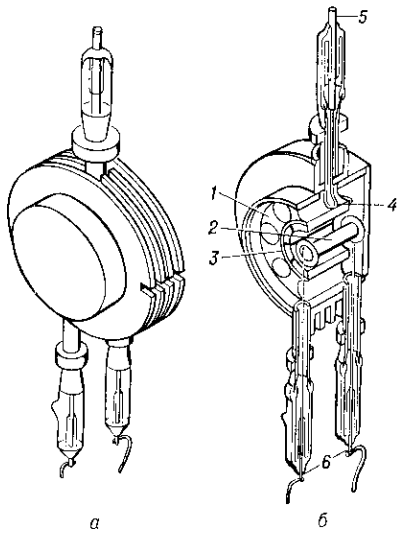


Рис. 4. Многорезонаторный магнетрон простейшей конструкции: *а* — общий вид, *б* — разрез (*1* — анодный блок с 8 резонаторами, *2* — катод, *3* — связка, *4* — петля связи, *5* — стержень для присоединения к коаксиальной линии).

петли связи или щели (рис. 4). При этом нагруженная добротность резонатора $\sim 10^2$. Конструкция и параметры электродинамич. системы М. варьируются в зависимости от требований к выходным характеристикам прибора (см. ниже).

Взаимодействие электронов с полями в М. Характеристики М. При включении анодного напряжения шумовые колебания в электронном потоке связываются с колебаниями электродинамич. системы М. Сначала эта связь мала, но как только напряжение U достигнет порогового значения

$$U_{\text{п}} \approx \frac{\pi H_0}{n\lambda_n}\,(r_{\text{a}}^2 - r_{\text{к}}^2),$$

обеспечивающего синхронизм ср. скорости электронов (и вращающихся собств. волн потока) со скоростью распространения волны в резонаторной системе М., происходит быстрая раскачка колебаний до уровня, определяемого нелинейными механизмами. Характерное время установления колебаний в М. 20—30 периодов колебаний.

В основе процессов взаимодействия электронов с СВЧ-полями рабочего вида колебаний лежит явление фазовой группировки. Электроны помимо вращательного циклотронного движения и синхронного с волной дрейфа в статических электрич. и магн. полях ($\boldsymbol{E}_0 \perp \boldsymbol{H}_0$) совершают стационарное дрейфовое перемещение перпендикулярно неоднородному электрич. полю волны $\boldsymbol{E}_\sim$ (рис. 2) с дрейфовой скоростью

$$\boldsymbol{v}_{\text{др}} = c\,[\boldsymbol{E}_\sim \boldsymbol{H}_0]/H_0^2.$$

Такое перемещение происходит по направлению к аноду в областях благоприятных фаз (при этом траектории «захваченных» волной электронов сближаются по пути к аноду, образуя т. н. «спицы» пространств. заряда, рис. 1, *б*) и к катоду в областях неблагоприятных фаз. В последнем случае электроны попадают на катод в конце первой же петли траектории и их роль в энергообмене незначительна. Электроны, дрейфующие к аноду, попадают на анод, отдав СВЧ-полю свою потенциальную энергию в количестве, определяемом разностью потенциала анода U и потенциала на вершине первой петли траектории. Поэтому эффективность преобразования энергии электронов в энергию излучения оказывается тем выше, чем глубже маги. изоляция, т. е. чем выше $U_{\text{кр}}$ по сравнению с пороговым $U_{\text{п}}$ ($U_{\text{п}} < U < U_{\text{кр}}$).

Приближённо кпд М. оценивается по ф-ле

$$\eta = 1 - U/U_{\text{кр}}.$$

С увеличением напряжённости поля H_0 и пропорционально ему E_0 кпд и выходная мощность P растут. Однако на практике такое нарастание ограничивается либо электрич. прочностью конструкции, либо перегревом электродов из-за электронной бомбардировки. Можно поднимать η, увеличивая H_0 и сохраняя умеренным поле E_0, однако тогда с ростом замедления уменьшаются размеры прибора, ухудшаются условия фазовой группировки (захвата электронов волной в окрестности катода); при этом быстро падает генерируемая мощность. Оптимизация параметров М. с точки зрения достижения макс. мощности излучения показывает, что среди генераторов сантиметрового диапазона длин волн (и прилегающих участков соседних диапазонов) М. является одним из наиб. эффективных; его полный кпд составляет 35—70%.

По мере роста анодного напряжения сверх порого-

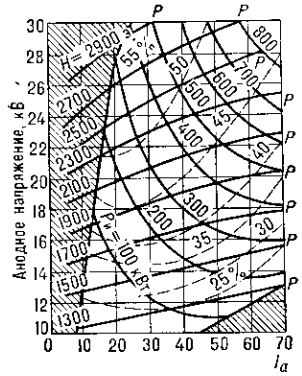


Рис. 5. Рабочая характеристика импульсного магнетрона ($\lambda = 10$ см); заштрихованы области отсутствия генерации; сплошные линии—зависимости от анодного тока I_{a} выходной мощности P и магнитного поля H, пунктирные—$\eta(I_{\text{a}})$ (без учёта подогрева катода).

вого (H_0 фиксировано) анодный ток и мощность P сначала быстро нарастают — почти пропорционально этому превышению; кпд при этом изменяется слабо (рис. 5), улучшаются условия фазовой группировки и соответственно токопрохождения на анод. Одновременно увеличивается вклад в ток со стороны электронов *вторичной электронной эмиссии* с катода, вызванной электронами неблагоприятных фаз. В рабочих режимах электроны вторичной эмиссии могут составлять подавляющую часть тока I_{a}. При больших превышениях анодного напряжения U над пороговым ($\sim 20\%$) мощность P начинает быстро снижаться из-за ухудшения фазовой группировки вследствие нарушения синхронизма потока с волной рабочего вида колебаний.

В длинноволновой части сантиметрового диапазона М. позволяют в режиме микросекундных импульсов получать мощности $P \sim 10^6$ Вт, в непрерывном режиме — 10^3 Вт. С укорочением λ мощности снижаются $\sim\lambda^2$ (и чуть быстрее). В диапазонах коротких миллиметровых волн и ниже М. утрачивает свою конкурентоспособность. Рекордная мощность достигнута на сантиметровых волнах в т. н. релятивистских М., работающих в режимах коротких (10^{-7} с) импульсов от *сильноточных ускорителей* электронов ($\gtrsim 10^9$ Вт).

Разновидности М., родственные приборы. Существует много типов М., конструкции к-рых модернизируются применительно к требуемым выходным характеристикам. Кроме того, образовался целый класс электровакуумных приборов СВЧ со скрещенными электрич. и магн. полями и катодом в пространстве взаимодействия, по принципу действия родственных М. (приборы М-типа). Их классифицируют по типам устройств формирования электронного потока и замедляющих систем: 1) приборы с замкнутыми в кольцо

замедляющей системой и электронным потоком (с катодом в пространстве взаимодействия или с боковой инжекцией трубчатого электронного пучка вдоль оси); 2) приборы с разомкнутой замедляющей системой и замкнутым в кольцо электронным потоком (с катодом в пространстве взаимодействия); 3) приборы с разомкнутыми замедляющей системой и пучком (инжектированным с катода, вынесенного из пространства взаимодействия).

К первому семейству относится сам М. и нек-рые его разновидности: регенеративно-усилительный М., в к-ром возбуждение колебаний и управление их частотой осуществляются внеш. сигналом малой мощности, вводимым обычно через циркулятор в сильно нагруженную резонаторную систему; М., настраиваемый напряжением (м и т р о н), в к-ром нагруженная колебат. система (обычно стержневого типа) обладает слабо выраженными резонансными свойствами и пространств. заряд электронов регулируется темп-рой катода или инжекцией трубчатого потока вдоль оси прибора. Вследствие этого при малой мощности ($P\sim$ $\sim$10 Вт) в непрерывном режиме достигается широкий диапазон перестройки частоты (Δf около октавы).

Второе семейство включает п л а т и н о т р о н ы. Важнейшие их представители: а м п л и т р о н — мощный импульсный усилитель обратной волны с согласованными входным и выходным устройствами, $\Delta f\sim 15\%$, $P\sim 10^7$ Вт, коэф. усиления K до 20 дБ; у л ь т р о н — мощный усилитель прямой волны с Δf до 20%, K до 30 дБ; с т а б и л о т р о н — механически перестраиваемый по частоте высокостабильный генератор на базе амплитрона, дополненного резонатором и фазовращателем на невыходном конце разомкнутой замедляющей системы.

К приборам М-типа иногда относят и электронно-лучевые приборы СВЧ со скрещенными полями, в к-рых незамкнутый поток электронов формируется с катода, вынесенного из пространства взаимодействия. Эти приборы ближе к *лампе бегущей волны* и *лампе обратной волны*, их наз. ЛБВМ, ЛОВМ. С М. их роднит характер фазовой группировки потока и его энергообмена с полями.

Лит.: Магнетроны сантиметрового диапазона, пер. с англ., ч. 1—2, М., 1950—51; Электронные сверхвысокочастотные приборы со скрещенными полями, пер. с англ., т. 1—2, М., 1961; В а й н ш т е й н Л. А., С о л н ц е в В. А., Лекции по сверхвысокочастотной электронике, М., 1973. *В. Е. Нечаев.*

МАГНЕТРО́ННОГО ТИ́ПА ПРИБО́РЫ (М-типа приборы) — см. *Магнетрон.*

МА́ГНИЙ (лат. Magnesium), Mg,— хим. элемент II группы периодич. системы элементов; ат. номер 12, ат. масса 24,305. Природный М. содержит 3 стабильных изотопа: ^{24}Mg (78,99%), ^{25}Mg (10,00%) и ^{26}Mg (11,01%). Электронная конфигурация внеш. оболочки $3s^2$. Энергии последоват. ионизации равны соответственно 7,645; 15,035 и 80,144 эВ. Металлич. радиус 0,160 нм, радиус иона Mg^{2+} 0,074 нм. Значение электроотрицательности 1,23.

В свободном виде — серебристо-белый металл, обладает гексагональной плотноупакованной кристаллич. структурой с параметрами a=0,3202 нм и c=0,5299 нм. Плотн. 1,74 кг/дм^3, $t_{пл}$=650 °С, $t_{кип}$=1095 °С. Теплота плавления 8,49 кДж/моль, теплота испарения 128 кДж/моль, уд. теплоёмкость 1,03 кДж/(кг·К), уд. теплопроводность 0,167 кВт/(м·К) (при 293—573К). Температурный коэф. линейного расширения $2{,}6\cdot 10^{-5}$ К$^{-1}$, уд. электрич. сопротивление (20 °С) $4{,}47\cdot 10^{-2}$ мкОм·м. М. парамагнитен.

М.— относительно мягкий и пластичный металл, его механич. свойства зависят от способа обработки. При 20 °С для литого и деформиров. М. тв. по Бринеллю соответственно 300 и 360 МПа, предел текучести 30 и 90 МПа, относит. удлинение 8,0 и 12,0%, модуль нормальной упругости 44,1 ГПа (20 °С), модуль сдвига 17,85 ГПа.

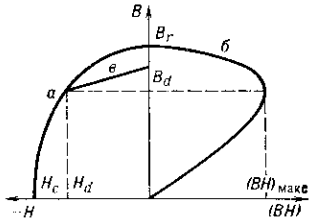
В хим. соединениях проявляет степень окисления +2, химически активен, обладает свойствами сильного восстановителя.

Важнейшие области применения М.— приготовление разл. лёгких (плотность менее 2 кг/дм^3) литейных и деформируемых сплавов, в состав к-рых кроме М. входят также Al, Zn, Mn и др. металлы. Металлич. М. применяют для восстановления Zn, Th, U и др. металлов из их соединений. Смеси порошкообразного М. с окислителями служат как зажигательные и осветительные составы. Листы из М. используют для эл.-хим. защиты разл. металлич. конструкций (напр., эстакад морских нефтепромыслов). Из искусственно полученных радионуклидов применение находит ^{27}Mg (β^--радиоактивен, $T_{1/2}$=9,46 мин). *С. С. Бердоносов.*

МАГНИ́Т ПОСТОЯ́ННЫЙ — изделие из *магнитнотвёрдого материала*, автономный источник пост. *магнитного поля*. В наиб. простых случаях М. п. представляет собой тело (имеющее форму подковы, стержня, шайбы и т. д.), прошедшее соответствующую термич. обработку и предварительно намагниченное до насыщения. Обычно М. п. входит как составная часть в магн. систему, предназначенную для формирования магн. поля, напряжённость и конфигурация к-рого могут быть как постоянными, так и регулируемыми.

Области применения М. п. весьма разнообразны. Наиб. древним устройством с использованием М. п. в виде стрелки является компас. М. п. широко применяются в электродвигателях, в автоматике, робототехнике, для магн. муфт, магн. подшипников, в часовой промышленности, бытовой технике.

Являясь источником магн. поля, М. п. работает в условиях действующего на него собственного размагничивающего поля $\boldsymbol{H}_d$. Поэтому остаточная индукция М. п. B_d всегда меньше остаточной индукции B_r материала (см. *Магнитная индукция*). Величина B_d определяет напряжённость создаваемого магн. поля в воздушном зазоре М. п. Она зависит от формы М. п. (конструкции магн. системы), *коэрцитивной силы* H_c материала и формы кривой размагничивания, т. е. участка петли гистерезиса, заключённого между точками B_r и H_c (рис.). Произведение (BH) координат кривой размагничивания пропорционально энергии магн. поля, создаваемого М. п. Зависимость величины (BH) от координаты B имеет вид кривой с максимумом. Значение $(BH)_{макс}$ наз. энергетич. произведением и является важной характеристикой материалов для М. п. Внеш. поле, создаваемое М. п., обладает наиб. магн.



Основные характеристики постоянного магнита: *а* — кривая размагничивания; *б* — зависимость произведения (BH) от индукции B; *в* — прямая возврата.

энергией, если рабочая точка магнита имеет координаты (B_d, H_d), соответствующие $(BH)_{макс}$. У совр. материалов для М. п. значения $(BH)_{макс}$ достигают 320 Тл·кА/м (40 млн. Гс·Э).

Часто М. п. используется в условиях, когда действующее на него магн. поле изменяется. Индукция М. п. в этом случае изменяется по частной асимметричной петле гистерезиса (см. *Гистерезис магнитный*), к-рую обычно заменяют п р я м о й в о з в р а т а (на рис.— прямая *в*). Тангенс угла наклона этой прямой к оси абсцисс наз. к о э ф ф и ц и е н т о м в о з в р а т а.

Со временем магн. характеристики М. п. ухудшаются: процессы структурного и *магнитного старения* приводят к уменьшению остаточной магн. индукции

B_d М. п. Методами магн. стабилизации (частичным размагничиванием, механической тряской и термообработкой) необратимые изменения B_d удаётся снизить до сотых долей процента от исходного значения.

В М. п. имеют место также обратимые температурные изменения B_d, связанные с температурной зависимостью спонтанной намагниченности магн. материала.

Лит.: Преображенский А. А., Бишард Е. Г., Магнитные материалы и элементы, 3 изд., М., 1986; Февралева Н. Е., Магнитно-твёрдые материалы и постоянные магниты, К., 1969; Постоянные магниты. Справочник, М., 1971.

А. С. Ермоленко.

МАГНИТ СВЕРХПРОВОДЯЩИЙ — см. *Сверхпроводящий магнит.*

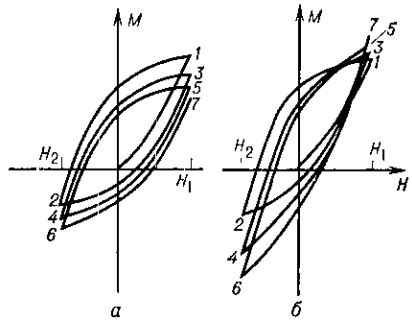
МАГНИТНАЯ АККОМОДАЦИЯ — процесс установления в ферромагнетике (ФМ) стационарного магн. состояния после соответствующего изменения величины или характера внешн. магн. поля. При этом установившееся состояние может быть статическим (переменное поле отсутствует) или динамическим (в присутствии переменного поля). В соответствии с этим можно выделить следующие осн. виды М. а.

1. После изменения величины магн. поля намагниченность $\boldsymbol{M}$ ФМ достигает своего стационарного значения не сразу, а через нек-рое время (иногда порядка десятков ч). Причиной такой М. а. является *магнитная вязкость.*

2. При наложении переменного магн. поля происходит постепенная дестабилизация доменных границ (см. *Доменной стенки динамика*) и *магнитная проницаемость* ФМ возрастает до нек-рого стационарного значения. В основе этого явления, наз. аккомодацией магн. проницаемости, лежат те же причины, к-рые ответственны за магн. вязкость.

3. После выключения переменного магн. поля проницаемость ФМ постепенно снижается вследствие стабилизации доменных границ. Это явление противоположно аккомодации магн. проницаемости и наз. магнитной дезаккомодацией. Стабилизация доменных границ происходит вследствие релаксации магнитострикционных напряжений и диффузионного перераспределения примесных атомов или структурных дефектов в кристалле.

4. Если воздействовать на ФМ переменным полем постоянной амплитуды, то петля *гистерезиса магнитного* достигает своего стационарного состояния не сразу, а после ряда (обычно порядка десяти) циклов. В основе этого вида М. а., называемого магнитной подготовкой, лежат магн. гистерезис и магн. вязкость. Даже при квазистатич. перемагничивании, когда магн. вязкость исключается, петля гистерезиса в первых нескольких циклах остаётся разомкнутой и лишь постепенно принимает стационарную замкнутую форму.



а — ход петель перемагничивания в случае слабого влияния аккомодации магнитной проницаемости (начальное состояние соответствует $H=0$ и $M=0$, цифры — порядковый номер процесса перемагничивания); *б* — то же, но для случая, когда влияние аккомодации больше влияния гистерезиса.

Магн. подготовка имеет место не только при циклич. изменении магн. поля в пределах его макс. амплитуды (от $-H_m$ до $+H_m$) и достижения техн. насыщения, но и при его изменении в любом интервале от H_1 до H_2 (рис.). Она применяется для стабилизации магн. состояния при измерении магн. свойств ФМ. В частности, с помощью магн. подготовки получают стабильное размагниченное состояние, для чего подвергают образец воздействию переменного поля со снижающейся до нуля амплитудой. Такой же приём используется для получения состояния в пост. магн. поле, напр. при снятии безгистерезисной кривой намагничивания. М. а. может быть достигнута также путём механич. воздействия на образец (удары, вибрация).

Лит.: Аркадьев В. К., Электромагнитные процессы в металлах, ч. 1, М.—Л., 1934; Поливанов К. М., Ферромагнетики, М.—Л., 1957; Физический энциклопедический словарь, т. 3, М., 1963; Мишин Д. Д., Магнитные материалы, М., 1981.

А. С. Ермоленко.

МАГНИТНАЯ АНИЗОТРОПИЯ — зависимость магн. свойств (в узком смысле — *намагниченности*) от выделенного направления в образце (магнетике). Существуют разл. виды М. а. Зависимость намагниченности от её направления относительно кристаллографич. осей в кристаллах наз. естественной кристаллографической М. а. Кроме того, М. а. может возникать вследствие магнитоупругих деформаций, при наличии внешн. или внутр. напряжений (наведённая М. а.), а также из-за анизотропии формы образца. М. а. существенно влияет на процессы *намагничивания* и *перемагничивания*, на *магнитную доменную структуру* и др. свойства магнетиков.

Энергию кристаллографич. М. а. однородно намагниченного ферромагнетика можно записать в виде

$$\mathcal{E}_A = \sum_{p,\ q,\ r} K_{pqr}\,\alpha_x^p \alpha_y^q \alpha_z^r, \qquad (1)$$

где α_x, α_y, α_z — направляющие косинусы вектора спонтанной намагниченности $\boldsymbol{M}$, а p, q, r — целые числа. Коэф. K_{pqr} $(p+q+r=2n)$ наз. константой М. а. порядка n. В теории М. а. часто используется вместо (1) разложение по сферич. гармоникам. Конкретный вид выражения (1) и число линейно независимых коэф. K_{pqr} при данном n полностью определяются *симметрией кристалла.* Константы М. а. являются ф-циями внешн. параметров: темп-ры T, давления P и т. д.

Из (1) следует, что $\mathcal{E}_A$ имеет минимумы и максимумы при определённых значениях α_i $(i=x,\ y,\ z)$. Соответствующие направления наз. *осями лёгкого намагничивания* (ОЛН) и трудного намагничивания. В отсутствие внешн. магн. поля $\boldsymbol{H}$ вектор спонтанной намагниченности $\boldsymbol{M}$ (внутри *домена*) направлен по ОЛН. В поле $\boldsymbol{H}$ он поворачивается, приближаясь к направлению поля с возрастанием его величины. Критич. значения $\boldsymbol{H}=\boldsymbol{H}_A$, при к-рых $\boldsymbol{M}$ устанавливается по $\boldsymbol{H}$ при намагничивании в трудных направлениях, наз. полями анизотропии. Значения $\boldsymbol{H}_A$ связаны с константами М. а. Так, для кристалла кубич. сингонии при намагничивании вдоль оси [110], а также для кристаллов гексагональной сингонии $H_A=2K/M$. Типичные кривые намагничивания монокристалла Fe с объёмноцентрированной кубич. решёткой приведены на рис. 1.

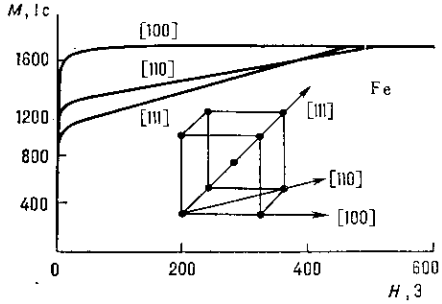


Рис. 1.

Константы М. а. могут быть определены из эксперим. данных: 1) по площади кривых намагничивания

$\mathcal{E}_A = \int \boldsymbol{H} d\boldsymbol{M}$ для разных кристаллографич. направлений; 2) по измерению крутящих моментов в *анизометре магнитном*; 3) по закону приближения магнетика к состоянию магн. насыщения (в поликристаллах); 4) по частоте *ферромагнитного резонанса*. В нек-рых случаях (редкоземельные металлы) можно использовать связь констант М. а. с анизотропией парамагн. восприимчивости. Значения K_n определены для большинства магн. материалов в широком интервале темп-р. На рис. 2 приведены $K_1(T)$ и $K_2(T)$ для Fe [в отличие от определения (1) нумерация констант М. а. здесь дана в порядке их следования, без учёта констант, обращающихся в нуль из условий симметрии]. М. а. в ферримагнетиках, антиферромагнетиках и слабых ферромагнетиках (см. *Ферримагнетизм*, *Слабый ферромагнетизм*) имеет обычно более сложный характер, чем в ферромагнетиках.

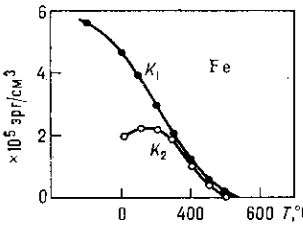


Рис. 2.

Теоретич. исследования М. а. направлены на установление осн. микроскопич. механизмов возникновения анизотропии и определение значений и температурной зависимости коэф. K_n. С точки зрения природы М. а. все магнетики делятся на два типа: спиновые и орбитальные. К первым относятся магнетики на основе d-переходных элементов (группы Fe), ко вторым — редкоземельные $4f$-магнетики. Среди магнетиков группы урана имеются представители обоих типов. В спиновых d-магнетиках орбитальные моменты $\boldsymbol{L}$ электронов почти заморожены (см. *«Замораживание» орбитальных моментов*), так что квантовомеханич. ср. значения $\boldsymbol{L} \approx 0$ и магн. момент атомов (ионов) определяется величиной их спина. Спины $\boldsymbol{S}$ сами по себе «не чувствуют» анизотропии кристалла. М. а. возникает за счёт частичного размораживания моментов $\boldsymbol{L}$ *спин-орбитальным взаимодействием* (СОВ) с энергией $\mathcal{E}_{со} = \lambda(\boldsymbol{LS})$ (λ — постоянная СОВ). При этом малый размороженный момент $\boldsymbol{l}$ ориентируется вдоль ОЛН, ориентируя, в свою очередь, суммарный спиновый момент за счёт СОВ. Энергия М. а. для этого случая (одноосная анизотропия) $\mathcal{E}_A = \lambda^2/\Delta$ ($\lambda \ll \Delta$), где Δ — разность энергий электронов в состояниях, для к-рых матричный элемент $\boldsymbol{L}$ отличен от нуля. Т. о., М. а. представляет собой результат совместного действия анизотропного *внутрикристаллического поля* и спин-орбитального взаимодействия.

Ф. Блох и Г. Джентиль (F. Bloch, G. Gentile, 1931), а затем Дж. Ван Флек (J. Van Vleck, 1937) рассмотрели М. а. в модели локализованных спинов. Н. С. Акулов (1936) для кубич. кристаллов и К. Зинер (C. Zener, 1954) в более общем случае путём усреднения зависимости энергии М. а. от отклонений магн. момента в поле кристалла получили температурную зависимость K_n (при разложении по сферич. гармоникам):

$$K_n(T)/K_n(0) = [M(T)/M(0)]^{n(2n+1)}, \qquad (2)$$

где M — спонтанная намагниченность. Ф-ла (2) была получена затем во мн. работах (в т. ч. в рамках теории спиновых волн), однако её согласие с экспериментом в ряде случаев неудовлетворительно. Так, напр., в металлах часто наблюдаются даже изменения знака $K_n(T)$. Имеются разл. попытки улучшения теории (в частности, путём учёта теплового расширения магнетика), но осн. причина плохого согласия теории и эксперимента связана, по-видимому, с неприменимостью модели локализованных спинов к зонным магнетикам (см. *Зонный магнетизм*).

В d-металлах величина $\Delta = \Delta(\boldsymbol{k}) = \mathcal{E}_m(\boldsymbol{k}) - \mathcal{E}_{m'}(\boldsymbol{k})$ (m, m' — номера вырожденных подзон, $\boldsymbol{k}$ — квазиимпульс электрона). Оценки λ и Δ не очень точны. При $\lambda \sim 10^{-14}$ эрг, $\Delta \sim 10^{-12}$ эрг значение $\mathcal{E}_A \sim 10^{-16}$ эрг. Т. о., $\mathcal{E}_A \ll \mathcal{E}_{кр} \sim 10^{-14}$ эрг, где $\mathcal{E}_{кр}$ — энергия размороженного момента $\boldsymbol{l}$ во внутрикристаллич. поле. Намагничивание в этом случае обусловлено отклонением $\boldsymbol{S}$ от ОЛН в меру отношения $g\mu_B SH/\mathcal{E}_A$. При этом $\boldsymbol{l}$ практически не отклоняется из-за большой величины $\mathcal{E}_{кр}$. При $H = H_A = \mathcal{E}_A/g\mu_B S \sim 10^4$ Э спиновая намагниченность насыщается. Расчёты ф-ции $\Delta(\boldsymbol{k})$ для d-металлов (Е. И. Кондорский, 1971) показали сильную зависимость М. а. от деталей зонной структуры магнетика.

В орбитальных $4f$-магнетиках М. а. определяется энергией полных атомных моментов $\boldsymbol{J} = \boldsymbol{L} + \boldsymbol{S}$ во внутрикристаллич. поле. Энергия СОВ в этом случае велика. $\mathcal{E}_{со} \gg \mathcal{E}_{кр}$ (в противоположность d-магнетикам), в силу чего при намагничивании вектор $\boldsymbol{J}$ вращается как единое целое, а константы М. а. определяются энергией моментов $\boldsymbol{J}$ во внутрикристаллич. поле. Так, для одноосных кристаллов

$$K_1 = 2\alpha_J A_2 J\ (J - {}^1/_2),\ A_2 = e^2 Z^* \overline{r_f^2} a^{-3} \cdot 1{,}03\ (c/a - 1{,}633), \qquad (3)$$

где α_J — коэф. Стивенса, r_f — радиус f-оболочки, Z^* — эффективный заряд иона, c и a — параметры решётки. Ф-ла (3) соответствует одноионной анизотропии и удовлетворительно согласуется с экспериментом как по порядку величины ($K_1 \sim 10^8$ эрг/см^3), так и по зависимости (через α_J) от номера элемента в ряду редкоземельных металлов (K_1 меняет знак между Но и Er, Nd и Pm, как это и наблюдается на опыте).

Помимо одноионного вклада (3) в энергию М. а. существуют также т. н. двухионные вклады, обусловленные анизотропным обменным взаимодействием магн. ионов и их диполь-дипольным взаимодействием. Определение величины этих вкладов возможно по концентрац. зависимости K_n в сплавах. Существующие эксперим. данные указывают на преимущественно одноионный характер М. а. в $4f$-магнетиках.

Большая величина М. а. в редкоземельных элементах имеет решающее значение для создания рекордно жёстких магн. материалов (типа $SmCo_5$), имеющих широкое техн. применение.

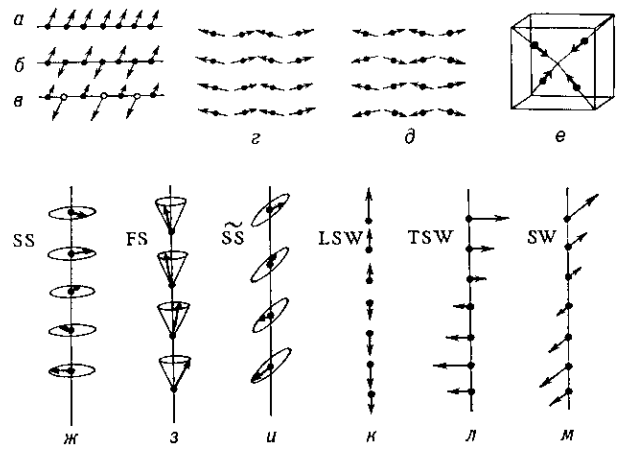
Высокие значения констант М. а. наблюдаются также в нек-рых соединениях актинидов, напр. в US $K_1 \approx 10^9$ эрг/см^3 (см. *Актинидные магнетики*).

Лит.: Туров Е. А., Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов, М., 1963; Бердышев А. А., Введение в квантовую теорию ферромагнетизма, ч. 3, Свердловск, 1970; Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971; Лесник А. Г., Наведённая магнитная анизотропия, К., 1976; Кондорский Е. И., Зонная теория магнетизма, ч. 1—2, М., 1976—77.
Ю. П. Ирхин.

МАГНИ́ТНАЯ АТО́МНАЯ СТРУКТУ́РА — упорядоченное пространств. расположение магн. атомов кристалла в сочетании с определённой ориентацией и величиной их магн. моментов (*спинов*) $\boldsymbol{S}_i$. Термин «М. а. с.» применяется в модели магнетизма, рассматривающей локализованные магн. моменты (см. *Гейзенберга модель*). Хотя формально в понятие М. а. с. включаются лишь магн. атомы (ионы) кристалла с $\boldsymbol{S}_i \neq 0$, но физически к М. а. с. следует причислять и немагн. атомы, т. к.: а) М. а. с. определяется взаимным расположением магн. и немагн. атомов; б) *симметрия кристалла* без учёта немагн. атомов может оказаться выше истинной, а тип М. а. с. связан с истинной симметрией; в) часто немагн. атомы принимают активное участие в формировании М. а. с., напр. за счёт *косвенного обменного взаимодействия* через немагн. атомы.

Число конкретных типов М. а. с. в кристаллах очень велико, и часто эти типы довольно сложны [1, 2]. Главные типы М. а. с. изображены на рис. Исторически первыми были исследованы самые простые типы с коллинеарным расположением атомных магн. моментов: *а* — ферромагнитный (напр., в Fe), *б* — антиферромагнитный (напр., в MnO) и *в* — неелевский ферримагнитный (Fe_3O_4 и др.). Далее к ним добави-

лись слабонеколлинеарные типы: *г* — *слабый ферромагнетизм* (пример — α-Fe_2O_3) и *д* — слабонеколлинеарный многоподрешёточный антиферромагнетизм (Cr_2O_3 и др.). В кристаллах с неск. сортами магн. атомов могут существовать М. а. с. с коллинеарным расположением спинов для одного сорта атомов и с неколлинеарным — для другого ($Dy_3Fe_5O_{12}$ и др.).



Наиболее распространённые типы магнитных атомных структур.

Случай *е* иллюстрирует пример сильнонеколлинеарной М. а. с. с четырьмя *подрешётками магнитными* (пример — UO_2).

Важнейшей характеристикой М. а. с. является магн. пространств. периодичность и её соотношение с периодом кристаллич. решётки. Как показывает эксперимент, в кристаллах чаще всего устанавливаются М. а. с., в к-рых существует довольно простая закономерность изменения спинов атомов при переходе от одной примитивной ячейки исходного (парамагнитного) кристалла к другой. Если спин $\boldsymbol{S}_{ni}$ любого атома с номером i в n-й ячейке выражается через соответственный спин $\boldsymbol{S}_{0i}$ атома i нулевой (исходной) ячейки посредством соотношения

$$\boldsymbol{S}_{ni}=\boldsymbol{S}_{0i}e^{i\boldsymbol{k}\boldsymbol{t}_n} \qquad (1)$$

($\boldsymbol{t}_n$ — вектор трансляции из нулевой ячейки в n-ю), то говорят, что М. а. с. имеет волновой вектор (ВВ)$\boldsymbol{k}$. В более общем случае М. а. с. характеризуется не одним, а неск. ВВ, но обычно принадлежащими одной и той же з в е з д е ВВ $\{\boldsymbol{k}\}$. [Звездой ВВ $\boldsymbol{k}$ наз. совокупность неэквивалентных лучей, получаемых из данного ВВ (луча) $\boldsymbol{k}$ действием всех элементов симметрии h точечной группы кристалла.] Тогда:

$$\boldsymbol{S}_{ni}=\sum_L \boldsymbol{S}_{0i}^L e^{i\boldsymbol{k}_L\boldsymbol{t}_n}, \qquad (2)$$

где $\boldsymbol{k}_L=h_L\boldsymbol{k}$, h_L — элементы симметрии, порождающие неэквивалентные лучи $\boldsymbol{k}_L$.

Особое место среди типов М. а. с. занимают структуры со сравнительно простыми ВВ, соответствующими симметричным точкам *Бриллюэна зоны* кристалла, напр. $\boldsymbol{k}=0$, $\boldsymbol{k}=\frac{1}{2}\boldsymbol{b}_3$, $\boldsymbol{k}=\frac{1}{2}(\boldsymbol{b}_1+\boldsymbol{b}_2)$, $\boldsymbol{k}=\frac{1}{2}(\boldsymbol{b}_1+\boldsymbol{b}_2+\boldsymbol{b}_3)$, где $\boldsymbol{b}_1$, $\boldsymbol{b}_2$, $\boldsymbol{b}_3$ — основные векторы *обратной решётки*. В этих случаях магн. атомы с параллельными спинами оказываются расположенными либо на расстояниях, равных периоду *кристаллической решётки* (тогда магн. периодичность совпадает с кристаллической и $\boldsymbol{k}=0$), либо на расстояниях, кратных такому периоду (тогда магн. ячейка увеличена по сравнению с кристаллической вдвое, вчетверо и т. д.). Представленные на рис. типы М. а. с. *а*—*е* обладают небольшой магн. ячейкой. Их М. а. с. можно представить в виде совокупности небольшого числа магн. подрешёток.

В последующем были экспериментально открыты (в редкоземельных металлах и ряде др. кристаллов) и теоретически исследованы более сложные типы М. а. с., напр. типы *ж* — *и* (рис.). Их наз. в и н т о в ы м и или м о д у л и р о в а н н ы м и (употребляются также термины: спиральные, геликоидальные, длиннопериодические, несоизмеримые): SS (простая спираль, примеры — Er, VF_2), FS (ферромагнитная спираль, $FeCr_2O_4$) и $\widetilde{SS}$ (сложная спираль, $TbMn_2$).

В случае винтовых М. а. с. при продвижении по кристаллу вдоль нек-рого направления, задаваемого ВВ $\boldsymbol{k}$ (в е к т о р о м р а с п р о с т р а н е н и я), изменение спина каждого последующего магн. атома по сравнению с предыдущим определяется о п е р а ц и е й п о в о р о т а $U_{m\varphi}$, где $\boldsymbol{m}$ — единичный вектор вдоль оси вращения, φ — угол поворота. Вектор $\boldsymbol{m}$ часто наз. в е к т о р о м с п и р а л и. При этом спин атома, взятого за исходный, может быть направлен по-разному: $\boldsymbol{S}\parallel\boldsymbol{m}$, $\boldsymbol{S}\perp\boldsymbol{m}$, а также косо по отношению к $\boldsymbol{m}$. Различаться может и взаимная ориентация векторов $\boldsymbol{k}$ и $\boldsymbol{m}$. Угол φ характеризует длину волны спирали λ, а она, в свою очередь, связана с модулем ВВ $|\boldsymbol{k}|=2\pi/\lambda$. Чаще всего у винтовых М. а. с. длина ВВ $\boldsymbol{k}$ много меньше длины векторов обратной решётки, а λ, соответственно, велика по сравнению с периодами кристалла. Поэтому их наз. также д л и н н о п е р и о д и ч е с к и м и. Такие М. а. с. можно рассматривать как модуляцию структур с $\boldsymbol{k}=0$; отсюда ещё одно их название — м о д у л и р о в а н н ы е М. а. с. В общем случае следует говорить о модуляции М. а. с. с нек-рым ненулевым ВВ $\boldsymbol{k}_0$, тогда $\boldsymbol{k}=\boldsymbol{k}_0+\delta\boldsymbol{k}$.

Для длиннопериодич. М. а. с. угол φ, а значит и длина волны λ (период структуры), зависит от темп-ры и др. внеш. факторов и может в связи с этим иметь определ. диапазон значений, в т. ч. значения, несоизмеримые с периодами кристалла. Такие М. а. с. наз. н е с о и з м е р и м ы м и.

Особую группу М. а. с. составляют т. н. п о л у у п о р я д о ч е н н ы е т и п ы (рис., *к* — *м*): LSW (п р о д о л ь н а я *спиновая волна*, Er), TSW (п о п е р е ч н а я спиновая волна, $TbZn_2$) и SW (промежуточный случай, Nd). Длина спинов в рассматриваемом случае модулирована вдоль ВВ $\boldsymbol{k}$ по простому закону, напр. по синусоидальному. Поскольку значение атомного спина $\boldsymbol{S}_i$ предполагается неизменным для каждого идентичного магн. атома (оно обусловлено гораздо более сильными внутриатомными взаимодействиями), то возможной причиной существования таких М. а. с. считают неупорядоченность нек-рых проекций атомных спинов. Напр., структуру LSW можно получить из $\widetilde{SS}$, если в ней считать неупорядоченными перпендикулярные к направлению $\boldsymbol{k}$ проекции атомных спинов. Вещества, у к-рых М. а. с. характеризуются не одним, а несколькими ВВ $\boldsymbol{k}$ [см. (2)], наз. магнетиками с мульти-k-структурой (примеры — $CeAl_2$, UO_2, Nd).

Подавляющее большинство сведений о М. а. с. кристаллов получены с помощью *магнитной нейтронографии*. Задача расшифровки магн. нейтронограмм является фактически вариац. задачей с многими переменными: задаётся стартовая пробная модель М. а. с., по ней рассчитываются профили магн. рефлексов (брэгговских пиков интенсивности) в дифракц. картине, а затем эта теоретич. картина сравнивается с экспериментальной. При их несовпадении пробную модель варьируют до наиболее хорошего совпадения. Близость интенсивностей $I_{\text{расч}}$ и $I_{\text{эксп}}$ характеризуют одним т. н. R-фактором — нормированной суммой квадратов отклонений $\Delta I=I_{\text{расч}}-I_{\text{эксп}}$ по всем пикам. Численные значения R-факторов для многих М. а. с. довольно велики. Существует немало примеров, когда неск. разных моделей М. а. с. с несильно отличающимися R-факторами удовлетворяют одной и той же эксперим. нейтронограмме, так что идентификация М. а. с. часто затруднена. Трудности существуют также и при определении векторов $\boldsymbol{k}$ структуры, поскольку различение мульти-k- и 1-k-структур часто

вуалируется имеющейся в образцах *магнитной доменной структурой*, а последняя для антиферромагнетиков изучена весьма слабо. В ряде случаев для уточнения модели М. а. с. используют и др., недифракционные методы, напр. *Мёссбауэра эффект*, ферро- и антиферромагнитный резонанс, *ядерный магнитный резонанс*, измерения кривых намагничивания в разных направлениях, температурные зависимости намагниченности, рентгеновские измерения, дилатометрич. измерения и измерения под давлением.

Большую роль при изучении М. а. с. кристаллов играют теоретич. методы, напр. феноменологич. теория М. а. с., рассматривающая симметрию кристалла и его конкретную структуру [3]. Привлечение математич. аппарата теории неприводимых представлений пространств. групп (см. *Симметрия кристаллов*) и использование идей теории *фазовых переходов* Л. Д. Ландау позволило решать задачи о перечислении типов М. а. с., возможных в данном кристалле. Это значительно облегчает отбор пробных моделей М. а. с. для расшифровки нейтронограмм [4]. Кроме того, существенно ускорило расшифровку широкое использование для этой цели ЭВМ. Количество магнетиков, структура к-рых определена методом магн. нейтронографии, составляет неск. тысяч.

В большинстве магнетиков, обладающих М. а. с., за взаимную ориентацию атомных спинов ответственно изотропное обменное взаимодействие (см. *Обменное взаимодействие* в магнетизме), тогда как за привязку М. а. с. к осям кристалла и за её небольшие искажения ответственны более слабые релятивистские взаимодействия, напр. *Дзялошинского взаимодействие*. Поэтому задача об определении типа М. а. с. часто ставится и решается именно в таком обменном приближении, в связи с чем существует самостоят. понятие о б м е н н о й М. а. с.

Совр. задачей теории является анализ микроскопич. взаимодействий, ответственных за тот или иной тип М. а. с. Для простых коллинеарных типов (*а* — *в* на рис.) основным является обменное взаимодействие, описываемое *гамильтонианом* гейзенберговского вида — $J_1(S_iS_j)$, где J_1 — обменный интеграл для ближайших атомов-соседей; при этом в зависимости от знака J_1 реализуется параллельная или антипараллельная М. а. с. Такое обменное взаимодействие в зависимости от типа кристаллов может быть как прямым, так и косвенным (сверхобмен). Напр., в переходных 4*f*-металлах (от Ce до Lu) самым сильным является косвенный обмен через электроны проводимости, а в соединениях — через немагн. атомы. В создании слабопеколлинеарных М. а. с. (типов *г* и *д* на рис.) важную роль играет антисимметричный обмен Дзялошинского — Мория $\boldsymbol{D}[\boldsymbol{S}_i\,\boldsymbol{S}_j]$ или его спин-орбитальные аналоги $\lambda(1)[\boldsymbol{L}_i\boldsymbol{S}_i]$ (спин — своя орбита) и $\lambda(12)[\boldsymbol{L}_i\boldsymbol{S}_j]$ (спин — чужая орбита), а также механизм одноионной анизотропии (см. *Магнитная анизотропия*) и магн. *диполь-дипольного взаимодействия*. Для реализации винтовых М. а. с. (спиралей типов *ж* — *и*) определяющей может быть борьба конкурирующих обменных взаимодействий с ближайшими соседями и со следующими за ближайшими атомами: $J_1>0$ и $J_2<0$; при этом угол спирали φ определяется выражениями вида $\cos\varphi=-J_2/4J_1$, а спираль наз. о б м е н н о й. Существуют и обменно-релятивистские механизмы образования спиралей. Наконец, для полуупорядоченных М. а. с. (типов *к* — *м* на рис.) микроскопич. механизмы ещё не выявлены.

В металлич. бинарных сплавах, содержащих компоненты *A* и *B*, при создании М. а. с. конкурируют три обменных интеграла: J_{AA}, J_{BB} и J_{AB}. Если $J_{AA}>0$, $J_{BB}<0$, $J_{AB}\gtrless0$, что характерно для т. н. сплавов со смешанным обменным взаимодействием, то в них наряду с простыми ферро- и антиферромагн. М. а. с. в некрой области составов (концентраций *A* и *B*) реализуются чрезвычайно сложные неколлинеарные структуры с неограниченным числом магн. подрешёток.

Менее разработаны представления о М. а. с. в магнетиках, в к-рых преобладает магнетизм коллективизированных электронов (для них осн. понятиями, характеризующими М. а. с., являются волны зарядовой и спиновой плотности, их ВВ и векторы поляризации).

Лит.: 1) Magnetic structures. Determined by neutron diffraction, Warsz.-Krakow, 1976; 2) Cox D. E., Table of antiferromagnetic materials studied by neutron diffraction. Rep. of Brookhaven National Laboratory, № 13822, 1972; 3) Туров Е. А., Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов, М., 1963; 4) Изюмов Ю. А., Найш В. Е., Озеров Р. П., Нейтронография магнетиков, М., 1981.

В. Е. Найш.

МАГНИТНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ, величина, характеризующая связь *намагниченности* вещества с *магнитным полем* в этом веществе. М. в. $\varkappa$ в статич. полях равна отношению намагниченности вещества M к напряжённости H намагничивающего поля: $\varkappa=M/H$; $\varkappa$ — величина безразмерная. М. в., рассчитанная на 1 кг (или 1 г) вещества, наз. у д е л ь н о й ($\varkappa_{уд}=\varkappa/\rho$, где ρ — плотность вещества), а М. в. одного *моля* — м о л я р н о й (или атомной): $\chi=\varkappa_{уд}\cdot m$, где m — молекулярная масса вещества. С *магнитной проницаемостью* μ М. в. в статич. полях (статич. М. в.) связана соотношениями: $\mu=1+4\pi\varkappa$ (в ед. СГС), $\mu=1+\varkappa$ (в ед. СИ).

М. в. может быть как положительной, так и отрицательной. Отрицательной М. в. обладают *диамагнетики* (ДМ), они намагничиваются против поля; положительной — *парамагнетики* (ПМ) и *ферромагнетики* (ФМ), они намагничиваются по полю. М. в. ДМ и ПМ мала по абс. величине ($\sim10^{-6}$—10^{-4}), она слабо зависит от H и то лишь в области очень сильных полей (и низких темп-р). Значения М. в. см. в табл.

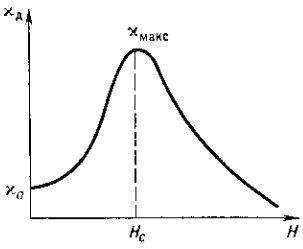
Атомная (молярная) **магнитная восприимчивость некоторых диамагнетиков и парамагнетиков** (при нормальных условиях) *

Магнетики	$\chi\cdot10^6$	Магнетики	$\chi\cdot10^6$
Диамагнетики		**Парамагнетики**	
Элементы		Элементы	
Гелий He	−2,02	Магний Mg	13,25
Медь Cu	−5,41	Натрий Na	16,1
Неон Ne	−6,96	Рубидий Rb	18,2
Бериллий Be	−9,02	Барий Ba	20,4
Цинк Zn	−11,40	Калий K	21,35
Аргон Ar	−19,23	Литий Li	24,6
Серебро Ag	−21,5	Цезий Cs	29,9
Золото Au	−29,59	Кальций Ca	44,0
Висмут Bi	−284,0	Вольфрам W	55
		Стронций Sr	91,2
Неорганические соединения		Титан Ti	161,0
		Платина Pt	189,0
		Уран U	414,0
H_2O (жидкость)	−13,0 (0 °C)	Плутоний Pu	627,0
CO_2 (газ)	−21	Неорганические соединения	
AgCl	−49,0		
$BiCl_3$	−100,0	UF_5	43
		FeS	1074
Органические соединения		$MnCl_2$	14 350
		$EuCl_3$	26 500
Метан CH_4 (газ)	−16,0	$CoCl_3$	121 660
Бензол C_6H_6	−54,85		
Анилин C_6H_7N	−62,95		
Нафталин $C_{10}H_8$	−91,8		
Октан C_8H_{18}	−96,63		
Дифениламин $C_{12}H_{11}N$	−107,1		

* Данные приведены для *СГС системы единиц*.

М. в. достигает особенно больших значений в ФМ (от неск. десятков до многих тыс. единиц), причём она очень сильно и сложным образом зависит от H. Поэтому для ФМ вводят д и ф ф е р е н ц и а л ь н у ю М. в. $\varkappa_д=dM/dH$, к-рая характеризует зависимость $M(H)$ в каждой точке кривой намагничивания. При $H=0$ $\varkappa_д$ ФМ не равна нулю, а имеет значение $\varkappa_a$, её наз. н а ч а л ь н о й М. в. С увеличением H М. в. ФМ растёт, достигая максимума $\varkappa_д=\varkappa_{макс}$ на крутом участке кривой намагничивания (в области *Баркгаузена эффекта*), и затем вновь уменьшается. При очень высоких значениях H (или при темп-рах, не очень близких

к *Кюри точке* М. в. ФМ становится столь же незначительной, как и обычных парамагнетиков (область *парапроцесса*). Вид кривой $\varkappa(H)$ (кривая Столетова, рис.) обусловлен сложным механизмом *намагничивания* ФМ. Типичные значения $\varkappa_д$ и $\varkappa_{макс}$: для Fe $\approx$1100 и $\approx$22000, для Ni $\approx$12 и $\approx$80, для сплава пермаллой (50% Fe, 50% Ni) $\approx$800 и $\approx$8000 (в норм. условиях). Наряду с $\varkappa_д$ вводят также о б р а т и м у ю М. в. $\varkappa_{обр}=\lim\limits_{\Delta H\to 0}(\Delta M/\Delta H)$, причём существенно, что изменение поля должно происходить в сторону его уменьшения от нач. значения



Кривая зависимости дифференциальной магн. восприимчивости $\varkappa_д$ ферромагнетиков от напряжённости намагниченного поля H (кривая А. Г. Столетова, 1872).

($\Delta H<0$). Всегда $\varkappa_{обр}<\varkappa_д$. Разность $\varkappa_д$ и $\varkappa_{обр}$, достигающая максимума вблизи значений $H\approx H_c$ (H_c — *коэрцитивная сила*), может быть принята за меру необ-

промежутки кристалла, к-рые определённым образом ориентированы относительно направления спонтанной намагниченности. Это создаёт локальную наведённую анизотропию, приводящую к стабилизации доменной структуры. Поэтому после изменения магн. поля новая доменная структура устанавливается не сразу, а после диффузионного перераспределения примеси, что и является причиной М. в. Второй вид М. в. более универсален и наблюдается практически во всех ФМ, особенно в области магн. полей, сравнимых с *коэрцитивной силой*. Неелем был предложен термофлуктуац. механизм для объяснения этого вида М. в. Тепловые флуктуации способствуют преодолению *доменными стенками* энергетич. барьеров в магн. полях, меньших критич. поля. В высококоэрцитивных сплавах, состоящих из однодоменных областей, наблюдается особенно большая М. в. В данном случае термич. флуктуации сообщают дополнит. энергию для необратимого вращения спонтанной намагниченности тех частиц, потенциальная энергия к-рых во внеш. магн. поле недостаточна для их перемагничивания. Кроме этих осн. механизмов М. в. существуют и другие. Напр., в нек-рых ферритах вклад М. в. даёт перераспределение электронной плотности (диффузия электронов между ионами разной валентности). С М. в. тесно связаны такие явления в ФМ, как потери на перемагничивание, временной спад проницаемости, частотная зависимость проницаемости

Др. лабораторными объектами М. г. являются *низкотемпературная плазма*, жидкие металлы и электролиты. Разл. эффекты, изучаемые М. г., находят применение в инженерной практике (см., напр., *Магнитогидродинамический генератор*).

Уравнения М. г. Магнитогидродинамич. подход для описания электропроводящей среды используется, если характерные для рассматриваемого движения расстояния и промежутки времени велики по сравнению с длиной пробега и временем пробега носителей тока (электронов и ионов).

В большинстве случаев, рассматриваемых М. г., скорость среды v можно считать малой по сравнению со скоростью света (нерелятивистская М. г.); в этом случае электрич. поля (энергия) в среде малы по сравнению с магн. полем (энергией): $E\sim vH/c$, что и обусловило название М. г.

В магнитной гидродинамике используются ур-ния Максвелла без учёта тока смещения, т. е. $c^{-1}|\partial E/\partial t|\ll|\mathrm{rot}\,\boldsymbol{H}|$, и закон Ома для движущейся среды. Из этих ур-ний можно получить ур-ние для магн. поля в движущейся среде — ур-ние индукции. В простейшем случае, когда электропроводность среды σ можно считать изотропной и однородной, ур-ние индукции имеет вид:

$$\frac{\partial \boldsymbol{H}}{\partial t}=\mathrm{rot}\,[\boldsymbol{vH}]+D_m\nabla^2\boldsymbol{H}.$$

Здесь первый член справа описывает индукц. эффект, а второй — диффузию магн. поля с коэф. диффузии $D_m=c^2/4\pi\sigma$, наз. также (не очень удачно) *магнитной вязкостью* по аналогии с обычной гидродинамикой. При более общей форме закона Ома ур-ние индукции усложняется. Кроме ур-ния индукции М. г. использует также всю систему ур-ний обычной гидродинамики, включающую ур-ние непрерывности, ур-ние движения жидкости и ур-ние баланса тепла.

Магн. поле действует на жидкость распределённой по объёму магн. силой, наз. *Лоренца силой*. Плотность этой силы $\boldsymbol{F}=c^{-1}[\boldsymbol{jH}]$ ($\boldsymbol{j}$ — плотность электрич. тока) и может быть также выражена непосредственно через магн. поле в виде $\boldsymbol{F}=(\boldsymbol{H}\nabla)\boldsymbol{H}/4\pi-\nabla H^2/8\pi$. Второй член этого выражения — градиент магн. давления, к-рое добавляется к гидростатич. давлению жидкости, а первый член может быть интерпретирован как квазиупругое натяжение вдоль магн. силовых линий. Применимость ур-ний М. г. для плазмы ограничивается требованиями, чтобы время между столкновениями частиц было мало по сравнению с характерным временем рассматриваемого процесса, а длина свободного пробега мала по сравнению с характерной длиной. Иногда для описания плазмы используется система ур-ний многожидкостной гидродинамики, напр. ур-ния *двухжидкостной гидродинамики плазмы* для простейшей полностью ионизованной плазмы, состоящей из электронов и одного сорта ионов. При описании плазмы малой плотности, когда частота столкновений между частицами уменьшается, или при высокой её темп-ре, когда длина свободного пробега сопоставима с характерной длиной, гидродинамич. подход становится неприменимым и плазму описывают с помощью *кинетических уравнений*. Эл.-магн. поле можно по-прежнему описывать ур-ниями Максвелла без тока смещения. При этом многие эффекты, характерные для М. г., качественно сохраняются, но появляются разл. новые эффекты.

Процессы, характеризующиеся малой и большой электропроводностью. Характер взаимодействия проводящей жидкости и магн. поля определяется т. н. магнитным числом Рейнольдса, $R_m=Lv/D_m$ по аналогии с обычным числом Рейнольдса, где L — характерная длина, v — характерная скорость для рассматриваемого процесса. По величине параметра $R_m=4\pi\sigma Lv/c^2$ все процессы в М. г. можно разделить на два класса, характеризуемые малой проводимостью, тогда $R_m\ll1$, и большой проводимостью, $R_m\gg1$.

Случай малой проводимости (часто даже $R_m\ll1$) реализуется в лабораторных и техн. установках с жидкими металлами и низкотемпературной плазмой. В этом случае магн. поле под действием движущейся жидкости меняется сравнительно мало, можно считать, что оно задаётся извне. При движении жидкости в этом поле индуцируется электрич. ток I и создаваемая им сила Лоренца $\boldsymbol{F}=c^{-1}[\boldsymbol{IH}]$ влияет на движение жидкости, т. е. вызывает МГД-эффекты. Малое влияние течения на поле не означает малости МГД-эффектов, т. к. сила Лоренца вполне может быть сравнима с др. действующими в жидкости силами. Практически осуществимые магн. поля могут сильно влиять на потоки металлов или плазмы, напр. *магнитное давление* $H^2/8\pi$ достигает величины ~1 атм при $H=5\cdot10^3$ Гс и далее растёт с полем квадратично.

Если к электропроводящей жидкости, помещённой в магн. поле, приложить внешнюю эдс, то возникший ток создаст силу $\boldsymbol{F}$, к-рая заставит жидкость двигаться — на этом принципе основано действие МГД-насосов для перекачки жидких металлов и работа др. аналогичных устройств. С др. стороны, если поток проводящей среды, напр. плазмы, образованной продуктами сгорания (обычно с добавками для облегчения ионизации), пропустить поперёк внешнего магн. поля, то в плазме индуцируется эдс. На этом принципе основано действие *магнитогидродинамических генераторов*, преобразующих тепловую энергию в электрическую.

Наиб. ярко законы М. г. проявляются при $R_m\gg1$, т. е. в случае большой проводимости среды или при её больших размерах. Это условие выполняется для астрофиз. объектов, а в лабораторных условиях — для горячей плазмы термоядерных устройств. В предельном случае $R_m\to\infty$, когда можно пренебречь диффузией магн. поля, влияние движения электропроводящей жидкости на магн. поле допускает наглядную интерпретацию, указанную Альвеном и заключающуюся в том, что магн. силовые линии как бы приклеены к частицам жидкости и увлекаются ими при их движении. Согласно закону индукции Фарадея, при изменении магн. потока через материальный контур в нём создаётся эдс. Условие $R_m\to\infty$ соответствует $\sigma\to\infty$, и в этом случае эдс привела бы к появлению бесконечно большого тока, что невозможно. Следовательно, магн. поле должно изменяться со временем так, чтобы магн. поток через любой материальный контур не менялся. Тогда говорят, следуя Альвену, о «вмороженности» магн. поля в идеально проводящую среду. В общем случае изменение магн. поля складывается из его переноса движущимся проводящим веществом и диффузии относительно этого вещества. Перенос преобладает над диффузией при $R_m\gg1$, что особенно сильно проявляется для астрофиз. объектов, где $R_m\geqslant10^{10}$.

Проблема МГД-динамо. Магн. поля распространены в космосе очень широко, практически они есть везде, хотя никаких «устройств» для создания поля там нет. Поэтому одна из важнейших проблем М. г.— это выяснение того, как создаются магн. поля при движении хорошо проводящей среды — т. н. проблема МГД-динамо. В решении этой проблемы принято различать два этапа: 1) исследование самовозбуждения магн. поля при заданных скоростях жидкости — кинематич. теория динамо, и 2) исследование самовозбуждения магн. поля и движения проводящей жидкости одновременно с учётом действующих сил — полная теория МГД-динамо, к-рая развивается для конкретных физ. систем. Проблема МГД-динамо старше, чем сама наука М. г.: ещё в 1919 Дж. Лармор (J. Larmor) высказал гипотезу о том, что магн. поле Солнца создаётся механизмом МГД-динамо. С тех пор кинематич. теория МГД-динамо достигла весьма высокой степени развития. Показано, что МГД-динамо должно быть геометрически достаточно сложным; напр., при аксиальной симметрии магн. поля и скорости жидкости самоподдержание поля невозможно. Для достаточно сложных конфигураций доказана возмож-

ность самоподдержания поля и построено много разл. моделей МГД-динамо, стационарных и нестационарных, с ламинарным и с турбулентным движением жидкости. Важнейший результат теории — доказательство того, что существенным фактором в генерации магн. поля является наличие спиральности у потока жидкости. В т. н. М. г. средних полей показано, что при отсутствии в потоке отражательной симметрии (преобладание правых или левых мелкомасштабных винтовых движений) возникает эдс, направленная вдоль усреднённого по мелкомасштабным движениям магн. поля. Это явление наз. α-эффектом. Самоподдержание магн. поля возможно в системах с достаточно большой величиной α-эффекта. Самоподдержание поля ещё эффективнее в системах, где α-эффект сочетается с крупномасштабным течением, способным усиливать магн. поле вытягиванием магн. силовых линий при неоднородном вращении жидкости. Именно такого типа процесс самоподдержания магн. поля реализуется, напр., в МГД-динамо Земли и Солнца.

МГД-волны, разрывы и токовые слои. Распространение малых возмущений в хорошо проводящей среде ($R_m \gg 1$), находящейся в магн. поле, приводит к появлению магнитогидродинамических (альвеновских) волн, обусловленных квазиупругим натяжением магн. силовых линий. В несжимаемой жидкости эти волны распространяются вдоль магн. поля с альвеновской скоростью $v_A = H(4\pi\rho)^{-1/2}$, где ρ — плотность жидкости. Эти волны поперечны, и возможны два вида волн, отличающихся направлением поляризации. В сжимаемой со скоростью звука v_S среде возможны три вида МГД-волн: волна Альвена со скоростью v_A и две *магнитозвуковые волны* — быстрая и медленная, скорости к-рых зависят от v_A, v_S и от направления распространения (см. *Волны в плазме*). Наличие трёх видов волн учитывается при решении таких задач М. г., как течение жидкости в ограниченных областях пространства и обтекание твёрдых тел потоком. Поток, имеющий очень большую скорость, способен вытягивать магнитные силовые линии далеко в пространстве. Так образуется длинный хвост магнитосферы Земли под действием солнечного ветра.

При распространении больших возмущений образуется большее число МГД-разрывов по сравнению с обычной гидродинамикой. Возможны быстрые и медленные ударные волны, контактные и тангенциальные разрывы, в к-рых нет потока массы через разрыв, а разрывается поле (см. *Разрывы магнитогидродинамические*). В контактном разрыве магн. поле пересекает границу раздела двух сред с разл. плотностями и темп-рами, препятствуя их относит. движению. В тангенциальном разрыве поле не пересекает границу раздела двух сред (его составляющая, нормальная к границе, равна нулю). На таком разрыве скорость и магн. поле касательны к поверхности разрыва и испытывают произвольные по величине и направлению скачки. Кроме того, возможны специфические для М. г., распространяющиеся со скоростью Альвена вращательные разрывы, в к-рых вектор магн. поля, не меняя своей величины, поворачивается относительно нормали к разрыву. Тангенциальные разрывы в обычной гидродинамике неустойчивы, но магнитное поле при нек-рых условиях может их стабилизовать.

На границах течения с твёрдыми стенками возможны разл. виды пограничных слоёв. Типичным является слой Гартмана, толщиной $\delta_\Gamma = (\nu D_m)^{1/2}/v_A$, возникающий при наличии нормального к границе магн. поля. Влияние магн. поля на течение жидкости описывается *Гартмана числом* $G = L/\delta_\Gamma$. При МГД-течениях в каналах с магн. полем, направленным поперёк течения, часто число Гартмана имеет большую величину ($G \gg 1$). В этом случае формируется однородный основной поток, магн. поле делает профиль скоростей более плоскими уменьшает ср. скорость движения, а падение скорости сосредоточивается в узком слое у стенки; при $G \ll 1$ наблюдается обычное для гидродинамики *Пуазейля течение*.

В очень хорошо проводящей среде, напр. в космич. плазме, возможно образование тонких слоёв внутри объёма, занимаемого средой. Таковы тонкие слои, разделяющие области с магн. полями противоположного направления, и другие узкие области с очень резко изменяющимся магн. полем — т. н. *нейтральные токовые слои*. В этих слоях изменяется топология магн. поля в результате диффузионного *пересоединения* магн. силовых линий, и здесь может происходить быстрая аннигиляция магн. энергии с переходом её в другие формы (именно этими процессами объясняются *вспышки на Солнце*).

Горячая плазма в магнитном поле. Многочисл. задачи М. г. связаны с исследованиями разл. систем для *нагрева плазмы* в магн. поле с целью осуществления управляемой термоядерной реакции. Мощный импульс электрич. тока, пропускаемого через плазму, вызывает её сжатие силой, создаваемой магн. полем тока. Это явление, наз. *пинч-эффектом*, сопровождается возникновением сходящихся к оси ударных волн, сильным нагревом плазмы и разрушением её конфигурации из-за развития разл. МГД-неустойчивостей. Широкий круг задач М. г. связан с равновесием и устойчивостью плазмы, изолированной магн. полем от стенок сосуда. При этом наблюдается разнообразие равновесных конфигураций плазмы, создаваемых внешним магн. полем и полем токов, текущих по плазме. Плазма в магн. поле оказывается весьма неустойчивой, и требуется соблюдение нек-рых, довольно жёстких, критериев для того, чтобы её удержание стало возможным.

Вращающиеся МГД-системы. В астрофиз. и геофиз. системах (галактиках, звёздах, жидких ядрах Земли и планет) наряду с магн. силой действуют сила Кориолиса и гравитац. сила, вызывающая конвекцию вещества. Сила Кориолиса $2\rho[\boldsymbol{v}\Omega]$, проявляющаяся при вращении среды с угловой скоростью Ω, оказывает решающее влияние на движение жидкости. Она закручивает частицы, способствуя тем самым появлению винтовых движений жидкости. Сила Кориолиса как бы вносит в жидкость нек-рую эфф. упругость, характеризуемую частотой Ω. Это приводит к изменению частот альвеновских колебаний и волн. Напр., во вращающейся несжимаемой жидкости с магн. полем при $\Omega L \gg v_A$ оказываются возможными очень медленные волны со скоростями порядка $v_A^2/\Omega L$. Такая ситуация имеет место в жидком ядре Земли, где эти волны возбуждаются архимедовой силой всплывания в поле тяжести и при этом находятся в равновесии силы: магнитная, Архимеда и Кориолиса, поэтому их наз. МАК-волнами. Эти волны в ядре Земли имеют периоды порядка 10^3 лет и проявляются в виде вековых вариаций геомагн. поля (см. *Магнитные вариации*).

Исследование многих астрофиз. систем приводит к сложным проблемам конвекции электропроводящей жидкости при наличии магн. поля и вращения. К их числу относится проблема генерации магн. поля Земли и планет, Солнца, звёзд и галактик. Здесь встают такие вопросы, как устойчивость, конвекция и развитая турбулентность при наличии магн. поля и вращения, самовозбуждение магн. поля при движении проводящей жидкости и обратное влияние возбуждённого поля на движение. Генерации поля способствует спиральность движения, а наличие силы Кориолиса способствует созданию спиральности в конвективных движениях. Конвекция и вращение — это осн. составляющие механизма МГД-динамо в геофизике и астрофизике.

Электрогидродинамика и феррогидродинамика. Можно отметить два развившихся за последние неск. десятилетий и сложившихся к наст. времени в самостоят. разделы механики сплошных сред направления исследо-

ваний, также рассматривающих взаимодействие жидкостей и газов с эл.-магн. полем, но отличных от М. г. В средах с очень малой электропроводностью и без приложенного извне большого магн. поля при $v/c \ll 1$ определяющим во взаимодействии эл.-магн. поля со средой является не магн., а электрич. поле. Эту область со своим кругом интересных задач и приложений наз. электрогидродинамикой, или электрогазодинамикой (ЭГД). Электрич. поле описывается в ЭГД законами электростатики, а его воздействие на среду — электрич. частью силы Лоренца $\rho_e E$ (ρ_e — плотность электрич. заряда, к-рая явно входит в ур-ния ЭГД). Электрич. ток в таких условиях не только определяется самостоят. движением заряда, но и учитываются ток переноса заряда жидкостью $\rho_e v$ и ток смещения. При этом магн. поле очень мало, $H \sim (v/c)E \ll E$.

Близка к М. г., но имеет существ. отличия от неё гидродинамика намагничивающихся жидкостей, или феррогидродинамика (ФГД). Эта молодая отрасль науки уже сильно развилась теоретически и нашла практич. применение. В противоположность М. г., взаимодействие магн. поля с жидкостью в ФГД не связано с электрич. током, а основано на способности жидкости сильно намагничиваться. Жидкие металлы не обладают ферромагн. свойствами, поэтому объектом ФГД являются искусств. намагничивающиеся жидкости, к-рые представляют собой суспензии очень мелких частиц ферромагнетика в обычных, как правило непроводящих, жидкостях. Малые однодоменные частицы ферромагнетика испытывают интенсивное броуновское движение. Ферросуспензия подобна парамагн. газу, но носителями магнетизма в ней являются не отдельные молекулы, а частицы ферромагнетика, поэтому намагниченность ферросуспензий может быть весьма большой. Это обусловливает возможность больших магн. сил, действующих на жидкость, и значительного обратного влияния жидкости на магн. поле за счёт эффектов намагничивания. Зависимость намагниченности от темп-ры и влияние вращения жидкости увеличивают разнообразие эффектов ФГД (подробнее см. *Магнитные жидкости*).

Лит.: Альвен Х., Фельтхаммар К.-Г., Космическая электродинамика, пер. с англ., 2 изд., М., 1967; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Шлиомис М. И., Магнитные жидкости, «УФН», 1974, т. 112, с. 427; Гельфгат Ю. М., Лиелаусис О. А., Щербинин Э. В., Жидкий металл под действием электромагнитных сил, Рига, 1976; Моффат Г., Возбуждение магнитного поля в проводящей среде, пер. с англ., М., 1980; Электрогазодинамические течения, М., 1983; Бочкарёв Н. Г., Магнитные поля в космосе, М., 1985.
И. С. Брагинский.

МАГНИ́ТНАЯ ДОМЕ́ННАЯ СТРУКТУ́РА — совокупность макроскопич. областей (*доменов*) магнитоупорядоченного вещества, отличающихся, в зависимости от конкретного типа магн. упорядочения, направлением *намагниченности* M, вектора *антиферромагнетизма* L или направлениями M и L одновременно (а также размером, формой и др. особенностями, связанными, в частности, с кристаллографич. структурой образца и геометрией его поверхности).

М. д. с. существует при темп-рах ниже темп-ры *магнитного фазового перехода* в магнитоупорядоченное состояние и в определ. интервалах значений напряжённости внеш. магн. поля.

Равновесная М. д. с. определяется минимумом полной энергии магнетика, включающей энергию *обменного взаимодействия*, *магнитной анизотропии*, магнитостатич. и магнитоупругую энергию.

В общем случае на тип М. д. с. существенное влияние оказывают: особенности магн. анизотропии (число *осей лёгкого намагничивания*); ориентация ограничивающих кристалл поверхностей относительно кристаллографич. осей; форма и размеры образца, а также всевозможные *дефекты* — магн. и немагн. включения, *дефекты упаковки*, границы двойников (см. *Двойникование*), *дислокации* и др.

Наиб. изучена М. д. с. в ферромагнетиках (ФМ). Представление о магн. доменах в ФМ введено в 1907 П. Вейсом (P. Weiss). Появление М. д. с. в ФМ приводит к уменьшению его магнитостатич. энергии — результирующий магн. момент ферромагн. образца значительно уменьшается или оказывается равным нулю.

Согласно теоретич. представлениям, обменное взаимодействие выстраивает элементарные магн. моменты ФМ параллельно друг другу. Результирующий магн. момент единицы объёма ФМ (намагниченность M) ориентируется в одном из направлений, соответствующих наим. энергии магн. анизотропии,— вдоль одной из осей лёгкого намагничивания (ОЛН). При этом на поверхностях образца возникают *магнитные полюсы* (магнитостатич. полюсы, рис. 1, *а*), и при не равном нулю результирующем магн. моменте часть энергии образца оказывается

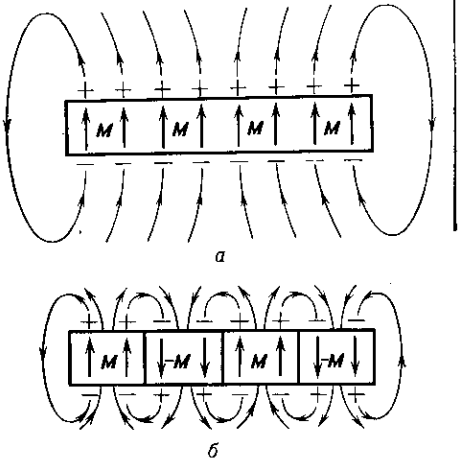


Рис. 1. *а* — Возникновение магнитостатических полюсов (обозначены знаками + и —) у однородно намагниченного кристалла; *б* — образование простейшей плоскопараллельной магнитной доменной структуры, дробящей эти полюсы и уменьшающей магнитостатическую энергию кристалла. Вектор M — намагниченность кристалла (домена).

запасённой в его магнетостатич. поле. Эта энергия может быть уменьшена, если часть образца окажется намагниченной в одном, а часть — в др. направлении. При этом образуется М. д. с., простейший тип к-рой (плоскопараллельная структура) представлен на рис. 1, *б*. Здесь в соседних доменах векторы M ориентированы в противоположных направлениях вдоль одной и той же ОЛН.

При наличии М. д. с. между соседними областями с разными направлениями M существуют переходные области — доменные стенки (ДС) (их наз. также доменными границами), обладающие энергией γ на единицу площади. Появление М. д. с. возможно лишь в том случае, когда энергия, затраченная на образование ДС, меньше убыли магнитостатич. энергии. Это условие выполняется в кристаллах достаточно больших размеров, бо́льших размера однодоменности r_c (см. *Однодоменные частицы*). На расстояниях $r \sim r_c$ короткодействующее обменное взаимодействие играет более важную роль, чем дальнодействующее магнитостатическое, с чем и связана невозможность образования М. д. с. в кристаллах с размерами, меньшими r_c (для Ni, напр., $r_c \sim \sim 10^{-6}$ см). Обычно домены в ФМ имеют размеры $\sim 10^{-4}$—10^{-2} см.

М. д. с. простейшего вида (рис. 1, *б*) может существовать в тонких пластинах, а также в глубине массивных кристаллов. В достаточно толстых пластинах вблизи их поверхностей М. д. с. усложняется (ветвится). Такое ветвление показано на рис. 2 для магнитоодноосного кристалла. Причиной ветвления М. д. с. (образования несквозных клиновидных доменов) является уменьшение *магнитостатической энергии* при сохранении доменной структуры в толще образца.

При антипараллельном направлении намагниченности M в смежных доменах магнитоодноосного ферромагн. кристалла в разделяющей домены стенке вектор M поворачивается на 180° (180-градусная стенка). В маг-

нитомногоосных ФМ (Fe, Ni и др.) возможно существование смежных доменов, в к-рых векторы $\boldsymbol{M}$ ориентированы под углом $\alpha<\pi$ друг к другу. Так, в Fe намагниченность доменов может быть направлена вдоль любой ОЛН типа [100]. В разделяющих такие домены стенках поворот вектора $\boldsymbol{M}$ осуществляется на 90° (90-градусные ДС). В Ni и др. кристаллах кубич. системы с

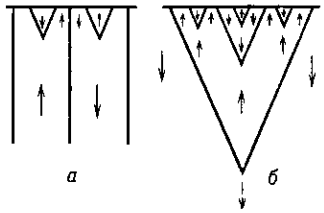


Рис. 2. Ветвление доменов у поверхности массивного магнитоодноосного кристалла: *а* — стадия образования клиновидных доменов, имеющих обратную намагниченность; *б* — развитое ветвление в случае, когда вектор $\boldsymbol{M}$ параллелен оси лёгкого намагничивания (ОЛН).

ОЛН, параллельными осям типа ⟨111⟩, реализуются 71- и 109-градусные ДС. В нек-рых случаях сосуществования доменов (фаз) с $\alpha<\pi$ [напр., монокристалл Fe, ограниченный поверхностями (100)] возможна доменная структура с почти полностью замкнутым магн. потоком

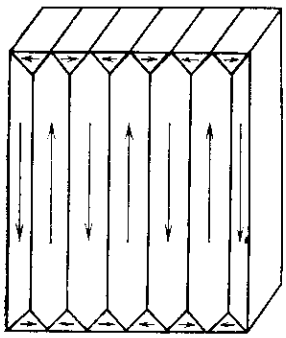


Рис. 3. Схематическое изображение магнитной доменной структуры с полностью замкнутым потоком, существующей в ферримагнитных монокристаллах, ограниченных поверхностями типа (100). Направления намагниченности доменов показаны стрелками.

(рис. 3). В таких ФМ помимо основных существуют замыкающие домены, локализованные вблизи поверхности кристалла.

У ФМ с замыкающими доменами существование магнитостатич. полюсов связано только с выходом ДС на поверхность кристалла, и в образцах с размерами, превышающими толщину ДС δ, магнитостатич. энергия не играет существенной роли. Поскольку из-за *магнитострикции* каждый домен деформируется в направлении

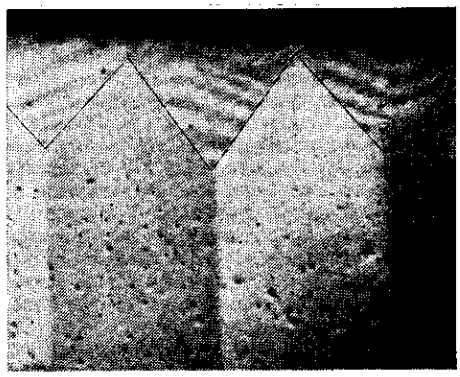


Рис. 4. Замыкающая магнитная доменная структура, наблюдаемая в монокристаллических пластинках кремнистого железа (97% Fe—3% Si) на поверхностях типа (110). Линиями показаны границы доменов.

собств. намагниченности, то на стыках доменов с $\alpha<\pi$ появляются избыточные магнитоупругие напряжения. Т. о., равновесные размеры М. д. с. с замыкающими доменами (рис. 3) определяются минимумом магнитоупругой энергии и энергии ДС. Если поверхности кристалла кубич. системы (сингонии, см. *Симметрия кристаллов*) не совпадают с плоскостями типа (100), то замыкающие домены имеют более сложную конфигурацию. На рис. 4 представлена замыкающая структура в пластинах с поверхностями типа (110). В пластинах магнитомногоосных кристаллов с плоскостями, слегка наклонёнными к кристаллографич. плоскостям типа (100) или (110), кроме сквозной полосовой М. д. с. наблюдается структура в виде «ёлочек» и «капель» соответственно (рис. 5). Такое усложнение М. д. с. обусловлено уменьшением энергии магнитостатич. полюсов, связанных с выходом ОЛН, а следовательно $\boldsymbol{M}$, на поверхность пластины.

На М. д. с. в ФМ большое влияние оказывают внеш. воздействия: изменение темп-ры, упругие напряжения и, что особенно важно для приложений, магн. поле (постоянное $\boldsymbol{H}$ и переменное $\boldsymbol{H}_{\sim}$).

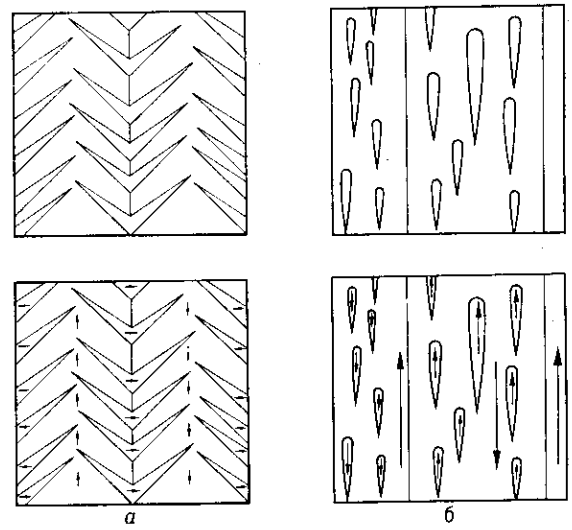


Рис. 5. Доменная структура кремнистого железа: *а* — на поверхности, почти параллельной плоскости (100), замыкающие домены имеют вид «ёлочек»; *б* — на поверхности (110), с к-рой ось лёгкого намагничивания [100] составляет небольшой угол, замыкающие домены имеют каплевидную форму (стрелками на поясняющей схеме показано направление намагниченности доменов).

Нагрев и последующее охлаждение образцов (определ. режимы для разных магн. материалов) могут приводить к изменению кристаллич. структуры образцов, а следовательно, и к изменению М. д. с.

Упругие напряжения существенно влияют на М. д. с. лишь в магнитомногоосных кристаллах при наличии в них ДС, отличных от 180-градусных. Под влиянием упругих напряжений может происходить смещение ДС, а также дробление и перестройка М. д. с. После снятия напряжения исходная М. д. с. полностью не восстанавливается. М. д. с. чувствительна также к комбинир. воздействиям темп-ры и магн. поля, а также темп-ры и упругих напряжений. Такие воздействия могут приводить к перераспределению дефектов в кристаллах и к появлению дополнит. анизотропии (т. н. наведённой анизотропии), с чем и связаны изменения М. д. с.

Под действием постоянного внеш. магн. поля $\boldsymbol{H}$ ДС смещаются и М. д. с. перестраивается (см. *Доменной стенки динамика*). При достаточно больших значениях $\boldsymbol{H}$ М. д. с. почти полностью исчезает, домены сливаются. Снижение $\boldsymbol{H}$ выводит ФМ из состояния магн. насыщения. Вначале вблизи поверхностей кристалла возникают области обратной намагниченности (зародыши *перемагничивания*), затем нек-рые из них сильно разрастаются, приводя к образованию М. д. с. При выключении $\boldsymbol{H}$ ФМ сохраняет, как правило, остаточную намагниченность и имеет в этом состоянии М. д. с., к-рая может значительно отличаться от М. д. с. полностью размагниченного образца. Такие М. д. с. являются метастабильными. В кристаллах с большими полями анизотропии ($SmCo_5$, MnBi и др.) остаточно намагниченное состояние может быть однодоменным. Существование метастабильных М. д. с. обусловлено большими энергетич. барьерами, препятствующими образованию зародышей перемагничивания.

В тонких *магнитных плёнках* поле $\boldsymbol{H}$ может стабилизировать определённую М. д. с., в частности

т. н. ЦМД-структуру (см. *Цилиндрические магнитные домены*).

Переменное магн. поле $H_\sim$ дестабилизирует М. д. с. Напр., в поле, поляризованном вдоль ОЛН, доменные стенки колеблются около своего положения равновесия. С увеличением частоты колебаний ν поля $H_\sim$ при фиксир. значении амплитуды индукции B_m или с увеличением B_m при фиксир. частоте возможно дробление доменов. Эффект наблюдался, напр., в монокристаллич. пластинах кремнистого железа (97% Fe — 3% Si) на частотах $\sim$100 Гц и $B_m \approx (1-1{,}5)$ Тл. ДС в процессе движения могут изгибаться, а их внутр. структура — перестраиваться, напр. за счёт образования вертик. и горизонтальных *Блоха линий*.

М. д. с. оказывает влияние на статич. и динамич. свойства ферромагн. кристаллов: *коэрцитивную силу*, остаточную намагниченность, форму петли *гистерезиса магнитного*, начальную *магнитную проницаемость*, магнитные потери, спин-волновые возбуждения (см. *Спиновые волны*), разл. виды *магнитного резонанса* и др.

В отличие от ФМ в *ферримагнетиках* (ФРМ) и *антиферромагнетиках* (АФМ) существует неск. *подрешёток магнитных*, что вносит своеобразие в их М. д. с. В ФРМ из-за наличия обменного взаимодействия между подрешётками результирующая намагниченность практически не меняется в полях до 10—100 кЭ. В связи с этим магн. свойства ФРМ, в частности образование М. д. с., влияние на неё внеш. факторов, а также способы наблюдения М. д. с., оказываются обычно идентичными свойствам ФМ. В сильных магн. полях ($\sim$10—100 кЭ) ориентация намагниченностей подрешёток M_i относительно друг друга может измениться, напр. коллинеарное положение M_i может стать неколлинеарным. В такой ситуации может возникать т. н. высокополевая М. д. с.

Магнитоупорядоченному состоянию АФМ соответствует значение $M=\sum_i M_i=0$. В связи с этим на поверхностях АФМ нет магнитостатич. полюсов. Тем не менее в них, как и в ФМ, существует М. д. с. Смежные домены в АФМ могут отличаться направлением вектора антиферромагнетизма L (т. н. S-домены), а также направлениями L и одной из главных осей тензора деформации (T-домены, или двойниковые домены). Деформация АФМ, приводящая к образованию двойниковой М. д. с., возникает ниже *Нееля точки* T_N. Как и в ФМ, между доменами в АФМ существуют ДС (180-, 120-, 90-градусные и др.).

Причины образования М. д. с. в АФМ до конца не выяснены. Одна из причин состоит, по-видимому, в появлении и разрастании при $T<T_N$ зародышей АФМ-фазы со случайными направлениями L (см. *Антиферромагнитные домены*).

Образование М. д. с. в АФМ, оправданное энергетически, возможно вблизи точки фазового перехода типа опрокидывания спинов (см. *Спин-флоп переход*) в присутствии внеш. магн. поля. Однако эти М. д. с. могут существовать лишь в узкой области магн. полей. Такую М. д. с. наз. промежуточным состоянием АФМ.

В антиферромагнетиках со *слабым ферромагнетизмом* (СФМ) домены могут отличаться ориентацией векторов L и M, причём возможны две ситуации. В первой из них переход от домена к домену осуществляется путём поворота L и M. Такие ДС реализуются, напр., в α-Fe_2O_3. Во втором случае в ДС происходит поворот вектора L и постепенное уменьшение по абс. величине вектора M до нуля в центре ДС и последующий его рост от нуля до $-M$ на участке от центра ДС до соседнего домена (пример — $YFeO_3$). М. д. с. в СФМ может образовываться за счёт уменьшения энергии магнитостатич. полюсов на поверхностях кристалла. Во многом М. д. с. в СФМ похожа на М. д. с. в ФМ.

М. д. с. может существовать и в веществах со спиральной *магнитной атомной структурой*. Так, установлено сосуществование фаз с геликоидальным и веерным типами магн. упорядочения и, как обычно, переход от одной фазы к другой происходит в слое конечной толщины.

К методам эксперим. наблюдения М. д. с. относятся: метод магн. суспензии; методы, основанные на *Керра эффекте* (для непрозрачных магнетиков) и на *Фарадея эффекте* (для прозрачных магнетиков); электронная микроскопия; *магнитная нейтронография* и др.

В методе магн. суспензии (порошковых фигур) выявление М. д. с. основано на преимуществ. осаждении частиц магн. порошка в местах выхода ДС на поверхность образца. Метод позволяет определять конфигурацию доменов вблизи поверхности образца, а также направление проекции их намагниченности вдоль поверхности. В методе, использующем магнитооптич. эффект Керра, определяют изменение поляризации света при отражении от различно намагниченных участков поверхности образца и т. о. выявляют его М. д. с. Эффект Фарадея (поворот плоскости поляризации света, распространяющегося вдоль магн. поля) применим для исследования М. д. с. тонких пластин прозрачных магнетиков (в оптич. и ИК-диапазонах). Этот метод, благодаря высокому разрешению по времени, позволяет изучать динамику М. д. с. Электронная микроскопия и магн. нейтронография являются эффективными методами исследования М. д. с., т. к. электроны и нейтроны обладают собств. магн. моментами и характер рассеяния электронных и нейтронных пучков в магнетиках связан с их М. д. с.

Лит.: Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971, гл. 23; Хуберт А., Теория доменных стенок в упорядоченных средах, пер. с нем., М., 1977; Барьяхтар В. Г., Иванов Б. А., В мире магнитных доменов, К., 1986.

Б. Н. Филиппов.

МАГНИ́ТНАЯ ИНДУ́КЦИЯ (B) — одна из двух векторных величин, характеризующих магн. поле (наряду с *напряжённостью магнитного поля* H). Единицы измерения М. и.: в СИ — тесла (Тл), в СГС — гаусс (Гс); 1 Тл$=10^4$ Гс.

Происхождение термина «М. и.» связано с тем, что изменение именно этой величины индуцирует вихревое электрич. поле E:

$$\operatorname{rot} E = -\frac{\partial B}{\partial t} \quad \text{(в СИ)}.$$

В вакууме $B=\mu_0 H$ (в СИ) и $B=H$ (в СГС) (μ_0 — магн. постоянная). М. и. в среде пропорциональна усреднённым по малым макроскопич. областям значениям вектора напряжённости микроскопич. магн. поля h, $B=\mu_0 \langle h \rangle$. Поскольку микрополе h создаётся чисто вихревыми токами (*магнитные монополи* пока не открыты), то и макровектор B тоже является чисто вихревым, что и устанавливается одним из *Максвелла уравнений*, $\operatorname{div} B=0$. В силу историч. традиции термин «напряжённость магн. поля» в среде применяется к вектору

$$H=\mu_0^{-1}B-M, \qquad (1)$$

где M — *намагниченность*. Для большинства сред (пара- и диамагнетики, объединяемые под назв. «слабые магнетики») имеет место линейная связь между B и H, $B=\mu_0\mu H$, где μ — *магнитная проницаемость* среды. Для статич. полей μ является ф-цией состояния (темпры, давления); в переменных полях эта величина зависит также от частоты ω и волнового вектора k, $\mu=\mu(\omega, k)$ (т. н. дисперсия магн. проницаемости). Отклонение от линейной связи между B и H в случае *антиферромагнетиков* и нек-рых *парамагнетиков* возникает при величине М. и. порядка неск. тесла. В *ферромагнетиках* и *ферримагнетиках* из-за наличия спонтанной намагниченности М. и. отлична от нуля, согласно (1), даже в отсутствие магн. поля.

Вектор М. и. входит явным образом в выражение для *Лоренца силы*, действующей на свободные электрич. заряды и заданные токи:

$$f=\rho E+[jB],$$

где ρ и j — плотность зарядов и токов, f — плотность силы, E — напряжённость электрич. поля. Поэтому поле М. п. наряду с полем E относят к числу силовых полей, допускающих прямые измерения механич. средствами.

М. п. наряду с полем E составляют компоненты единого тензора *электромагнитного поля*. Т. о., М. п. следует рассматривать как величину, органически связанную с вектором E. Физически это проявляется во взаимных преобразованиях полей B и E при переходе из одной инерциальной системы отсчёта в другую (см. *Лоренца преобразование* для полей).

Лит.: Тамм И. Е., Основы теории электричества, 9 изд., М., 1976; Ахиезер А. И., Ахиезер И. А., Электромагнетизм и электромагнитные волны, М., 1985.

И. А. Ахиезер.

МАГНИТНАЯ НЕЙТРОНОГРАФИЯ — исследование атомной магн. структуры кристаллов методами упругого когерентного рассеяния медленных нейтронов, длина волны к-рых порядка межатомных расстояний в кристалле ($\lambda \sim 10^{-5}$ мкм, см. *Дифракция нейтронов*). Наличие у нейтронов магн. момента приводит к тому, что наряду с рассеянием нейтрона на атомных ядрах происходит т. н. магн. рассеяние, обусловленное взаимодействием магн. момента нейтрона с магн. моментами электронных оболочек атомов.

Если магн. моменты атомов ориентированы хаотически (парамагнетик), то магн. рассеяние нейтронов имеет некогерентный, диффузный характер. Если же магн. моменты атомов имеют упорядоченную ориентацию (см. *Магнитная атомная структура*), магн. рассеяние является когерентным и наряду с ядерным когерентным рассеянием вносит вклад в дифракцию нейтронов. Когерентное магн. рассеяние проявляется в виде дополнит. пиков (рефлексов) или вкладов в осн. рефлексы структурной нейтронограммы, некогерентное — определяет её фон. Анализ нейтронограммы даёт прямую информацию о распределении и ориентации магн. моментов атомов в магн. кристаллах, а также об их величине.

В общем случае пики магн. и ядерного рассеяния не совпадают. Они налагаются друг на друга только в случае ферромагн. или антиферромагн. структур при совпадении магн. и кристаллографич. элементарных ячеек. По расположению магн. рефлексов определяются трансляц. векторы магн. структуры. По интенсивности рефлексов определяется взаимная ориентация атомных моментов в магн. элементарной ячейке.

Выделение магн. составляющей в случае структур, где часть магн. и ядерных отражений совпадает по углу рассеяния, а несовпадающие могут перекрываться из-за недостаточной разрешающей способности приборов, является сложной задачей. В дифракц. пике следует также выделять составляющую, вызванную либо диффузным парамагн. рассеянием, либо ближним магн. порядком в кристалле, или термодиффузным рассеянием (см. *Неупругое рассеяние нейтронов*). Для выделения магн. составляющей эффективно использование *поляризованных нейтронов*. Изменяя направление поляризации, можно с высокой точностью измерять незначит. вклады магн. рассеяния (см. ниже).

Теоретическое описание. Дифференц. сечение когерентного упругого магн. рассеяния нейтронов, связанное с брэгговским отражением от кристалла с атомной магн. структурой, определяется в интервале телесного угла Ω выражением:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = q^2 S^2 r^2 \mu_n^2 f^2. \qquad (1)$$

Здесь S — спин рассеивающего атома (в ед. $\hbar$), связанный с его магн. моментом μ соотношением $\mu = 2\sqrt{S(S+1)}$, μ_n — магн. момент нейтрона (в ядерных магнетонах), $r = e/m_e c^2 = 2{,}8 \cdot 10^{-13}$ см — т. н. классич. радиус электрона (m_e — масса электрона, e — его заряд), f — магн. формфактор, учитывающий фазовые сдвиги нейтронных волн, рассеянных разл. элементами объёма атома. Он аналогичен *атомному фактору* для рассеяния рентгеновских лучей, но с увеличением $\sin\theta/\lambda$ (θ — угол рассеяния) уменьшается быстрее, т. к. электроны, определяющие магн. момент атома, расположены на внеш. оболочках атома (рис. 1). Вектор $q = e(e\mu) - \mu$, наз. вектором магн. взаимодействия, определяет взаимную ориентацию нормали e к отражающей плоскости и магн. момента атома μ (рис. 2). Величина $p = r\mu_n Sf$ наз. амплитудой магн. рассеяния нейтронов и является

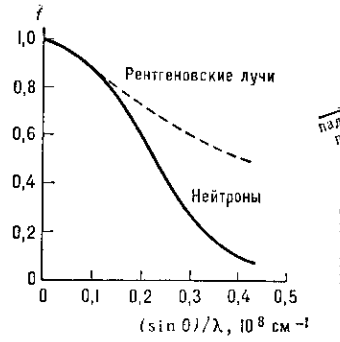


Рис. 1. Зависимость магнитного формфактора f от $\sin\theta/\lambda$ и атомного фактора рассеяния рентгеновских лучей (пунктир) для иона Mn^{2+}.

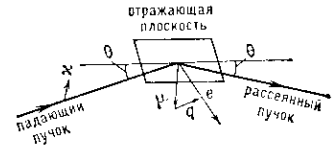


Рис. 2. Соотношение между единичными векторами нормали e к отражающей плоскости, магнитного момента μ и спина $\varkappa$ падающего на кристалл пучка поляризованных нейтронов.

аналогом амплитуды b ядерного рассеяния нейтронов (см. *Нейтронография структурная*). Для θ, близких к 0° ($\sin\theta/\lambda$ мало), величины p и b сравнимы по величине. Напр., для железа $b = 0{,}96$; $p_{Fe^{2+}} = 1{,}08$ и $p_{Fe^{3+}} = 1{,}35$ ($\times 10^{-12}$ см)

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = q^2 p^2. \qquad (1)$$

При вычислении суммарного сечения ядерного и магн. рассеяний нейтронов следует учитывать их возможную интерференцию. В случае поляризованных нейтронов с единичным вектором поляризации $\varkappa$ дифференц. сечение имеет вид:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = b^2 + 2p\,(q\varkappa) + p^2 q^2. \qquad (2)$$

В зависимости от направления $\varkappa$ и q амплитуды ядерного и магн. рассеяний будут либо складываться, либо вычитаться:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = (b \pm pq)^2. \qquad (3)$$

Если падающий пучок не поляризован, то ср. значение $\langle q\varkappa\rangle = 0$ и $d\sigma/d\Omega = b^2 + p^2 q^2$. Для поляризации нейтронов соответствующей $\varkappa q = \pm 1$, $d\sigma/d\Omega = b \pm pq$. Это даёт возможность получения пучка поляризованных нейтронов. Для этого нужно подобрать отражение от кристалла-монохроматора с такими b и p, что при нек-ром значении ϑ либо $b+p$, либо $b-p$ станут близки к 0. В этом случае отражённый пучок нейтронов будет почти полностью поляризованным. Это выполняется, напр., при отражении от плоскости (220) монокристалла Fe_3O_4 или от плоскостей (111) и (220) сплава $Co_{0,92}Fe_{0,08}$ с кубич. структурой.

Интенсивность магн. брэгговского отражения кристаллографич. плоскостью с индексами h, k, l пропорциональна квадрату т. н. магн. структурного фактора F, учитывающего фазовые соотношения между рассеивающими атомами в магн. элементарной ячейке, содержащей ν атомов:

$$F = \sum_{\nu} p_\nu q \exp\left[-2\pi i\,(hx_\nu + ky_\nu + lz_\nu)\right] \qquad (4)$$

(ν — индекс суммирования).

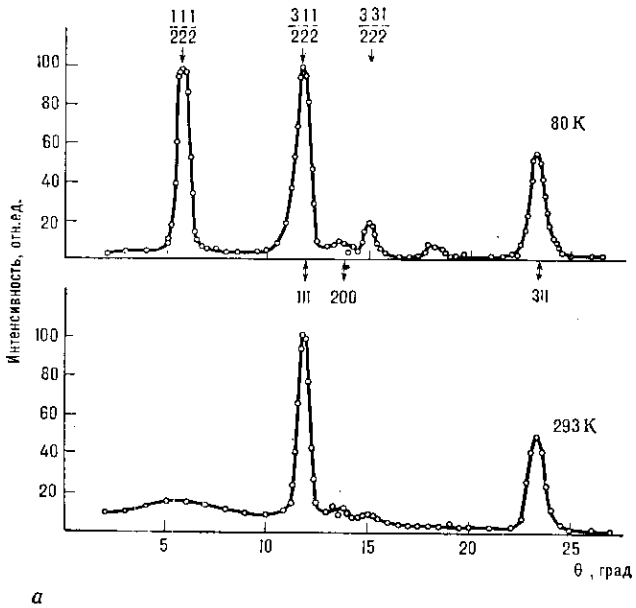
В приведённом теоретич. описании рассмотрен коллинеарный магнетик, для к-рого магн. и кристаллич. элементарные ячейки совпадают, а магн. моменты ато-

мов направлены строго параллельно или антипараллельно друг другу. В этом случае положения ядерных и магн. дифракц. пиков определяются параметрами элементарной ячейки кристалла.

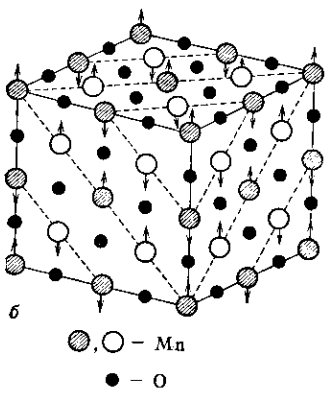
В общем случае в дифракц. картине упругорассеянных кристаллом нейтронов могут присутствовать магн. пики, не совпадающие по положению на нейтронограмме с ядерными вследствие того, что спин атома j в ячейке с индексом n (S_{nj}) связан со спином аналогичного атома в исходной нулевой ячейке (S_{0j}) соотношением $S_{nj}=\exp(ik\boldsymbol{t}_n)S_{0j}$. Здесь $\boldsymbol{t}_n$ — трансляция, связывающая n- и 0-ячейки, а k — волновой вектор рассеянных нейтронов ($|k|=2\pi/\lambda$). Выражения для магн. структурного фактора (5) в этом случае имеют более сложный вид:

$$\boldsymbol{F}(k-k_0)=\sum_j \exp\{-i(k-k_0)\,\boldsymbol{r}_j\}\,\boldsymbol{S}_{0j} f(k-k_0), \quad (5)$$

где k_0 — волновой вектор падающих нейтронов, $\boldsymbol{r}_j$ — радиус-вектор j-атома в решётке. В отличие от (4), в (5) суммирование ведётся не по атомам в элементарной ячейке, а по атомам в кристалле.



а



б

●,○ – Mn

● – O

Рис. 3. *а*—нейтронограммы MnO при 80 К и 293 К; *б*—модель антиферромагнитного упорядочения ионов Mn; стрелки указывают направление магн. моментов Mn.

Т. о., нейтронографич. определение магн. структуры осуществляется в 2 этапа. Во-первых, по положению брэгговских пиков на нейтронограмме устанавливают периоды элементарной ячейки магн. структуры. На 2-м этапе посредством анализа интенсивностей магн. рефлексов определяют взаимную ориентацию магн. моментов атомов в пределах элементарной ячейки, а также их ориентацию по отношению к кристаллографич. осям.

Экспериментальные методы. Магн. дифрактометры конструктивно не отличаются от дифрактометров структурных. Однако необходимость отделять магн. рассеяние от ядерного в случае неполяризованных нейтронов требует дополнит. измерений при повышенных темп-рах (выше точки Кюри или Нееля), а также в значит. магн. полях, ориентированных параллельно и перпендикулярно магн. моментам атомов. На рис. 3, *а* приведена нейтронограмма ядерного и магн. рассеяния нейтронов от поликристаллич. образца MnO, парамагнитного при комнатной темп-ре. При T ниже точки Нееля $T_N=$ =80 К MnO переходит в антиферромагн. состояние. Этому соответствует возникновение дополнит. максимумов на нейтронограмме. Полуцелые индексы указывают на то, что период магн. элементарной ячейки по всем направлениям вдвое больше структурного.

В случае поляриз. нейтронов для определения магн. структуры в отражениях, содержащих ядерный и магн. вклады, измеряют отношение интенсивностей *I* дифрагир. нейтронных пучков с поляризацией параллельной (I^+) и антипараллельной (I^-) вектору намагниченности кристалла:

$$R=\frac{I^+}{I^-}=\left(\frac{1+\Delta}{1-\Delta}\right)^2;\quad \Delta=\frac{F_м}{F_{яд}}. \quad (6)$$

Для определения $F_м$ для каждого отражения измеряют поляризац. отношение R.

Схема установки для проведения поляризац. анализа (спин-спектрометра) представлена на рис. 4. Неполяриз. немонохроматич. пучок нейтронов *1* из ядерного реактора направляется на магн. кристалл *2*, к-рый служит одновременно монохроматором и поляризатором нейтронов. Кристалл *2* находится во внеш. поле $\boldsymbol{H}$, к-рое, намагничивая его до насыщения, ориентирует магн. моменты атомов нужным образом и задаёт поляризацию первичного пучка нейтронов (см. выше). Для измерений при двух ориентациях вектора поляризации нейтронов ($\varkappa=\pm1$) используют радиочастотную катушку *3* (флиппер), при включении к-рой направление поляризации изменяется на противоположное (спин нейтрона при поглощении фотона изменяет направление на противоположное). Исследуемый образец *4* помещают между полюсами электромагнита, позволяющего ориентировать вектор рассеяния вдоль и поперёк поля $\boldsymbol{H}$, т. е. магн. вклад в рассеяние нейтронов образцом можно либо подавить, либо довести до максимума. Перед детектором нейтронов *6* помещён кристалл-анализатор *5*, аналогичный поляризатору *2*. И тот, и другой не отражают нейтроны, поляризация к-рых по направлению противоположна вектору намагниченности. При поляризации нейтронов $\varkappa=\pm1$ и аналогично настроенном анализаторе, если оба флиппера выключены, детектор измеряет сечение рассеяния нейтронов, не изменивших направление спина (σ_{++}). Если оба флиппера включены, измеряется сечение σ_{--}. Если включён только 1-й или только 2-й флиппер, то измеряются процессы рассеяния с переворотом спина нейтрона. Обычно эксперимент проводится второй раз с выключенным флиппером, расположенным после образца. Т. о., измеряют зависимость интенсивности рассеяния нейтронов от угла ϑ сначала магнитного (с переворотом спина нейтрона), а затем ядерного (без переворота спина) рассеяний и определяют $F_м$ и $F_{яд}$. На рис. 5 приведено разделение ядерного и магн. рассеяния для образца гематита (α-Fe_2O_3) при комнатной темп-ре и поляризации нейтронов, параллельной вектору рассеяния. Верхняя нейтронограмма получена при выключенных флипперах, когда фиксируется только ядерное рассеяние, нижняя нейтронограмма снята при включённом флиппере и содержит только дифракц. пики магн. рассеяния.

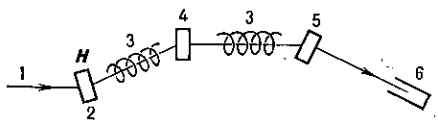


Рис. 4. Схема спин-спектрометра.

Распределение спиновой плотности М. н. позволяет исследовать распределение спиновой плотности в магн. элементарной ячейке. Спиновая плотность обусловлена

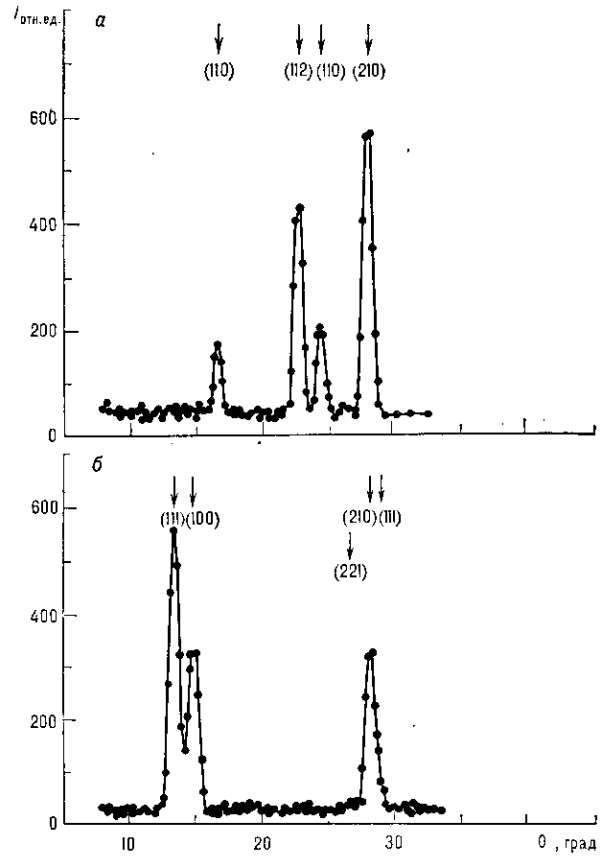


Рис. 5. Нейтронограммы α-Fe_2O_3 при выключенном (*а*) и включённом (*б*) флиппере.

не только нескомпенсир. спинами электронов недостроенных оболочек (*d* или *f*) атомов переходных элементов, она создаётся также поляризацией делокализ. электронов под действием ферромагнитно упорядоченных магн. моментов, при действии на кристалл сильного магн. поля. Она может быть связана с существованием радикалов, а также с перераспределением электронов при образовании хим. связи. Эти тонкие эффекты могут быть исследованы методами М. н.

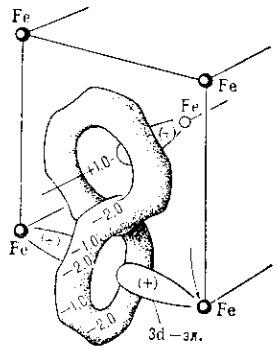


Рис. 6.

Экспериментально измеренные магн. структурные факторы $F_м$ используют в качестве коэф. ряда Фурье, суммирование (свёртка) которого даёт распределение спиновой плотности в магн. элементарной ячейке кристалла. Если при этом из $F_м$ вычесть ту часть магн. рассеяния, к-рая обусловливает сферически-симметричное распределение электронов в атоме, то результирующая картина соответствует (делокализованной) спиновой плотности в магн. элементарной ячейке. На рис. 6 представлена картина делокализ. спиновой плотности в α-Fe, полученная вычитанием из экспериментально измеренных интенсивностей магн. рассеяния сферически-симметричной части электронного распределения, ответственного за магн. момент атома. Кроме положит. областей (+), обязанных 3*d*-электронам, видны области отрицат. намагниченности (—), связанные с 4*f*-электронами.

М. н. позволила изучить многочисл. классы магн. структур, а также магн. фазовые превращения. Дифрактометры по времени пролёта на импульсных реакторах позволяют получить дифракц. картины высокого разрешения, а также изучать образцы находящихся между полюсами сильных магнитов или в камерах высокого давления.

Лит.: Бэкон Дж., Дифракция нейтронов, пер. с англ., М., 1957; Изюмов Ю. А., Озеров Р. П., Магнитная нейтронография, М., 1966; Изюмов Ю. А., Найш В. Е., Озеров Р. П., Нейтронография магнетиков, М., 1981.

Ю. З. Позик.

МАГНИ́ТНАЯ ПЛЁНКА — слой магн. вещества (обычно ферро- или ферримагнетика) толщиной от долей нанометра до неск. микрометров с рядом особенностей атомно-кристаллич. структуры, магн., электрич. и др. физических свойств, отличающих плёнку от массивных магнетиков.

М. п.— удобный объект исследования свойств твёрдого тела (в т. ч. магнетизма), а также важный материал совр. техники (интегральной электроники, СВЧ-техники и др. отраслей).

Плёнки получают электролитич. осаждением металлов и сплавов, вакуумным испарением и конденсацией вещества на подложке, катодным распылением мишени, выращиванием из раствора-расплава, методами газотранспортных реакций и др. методами.

Структура и свойства плёнок в сильной степени зависят от темп-ры испарения материала и темп-ры подложки, степени вакуума, чистоты подложки, скорости конденсации и угла падения молекулярного (атомного) пучка на подложку. В частности, состояние и чистота поверхности подложки определяют *адгезию* и прочность М. п.

При большом переохлаждении и пересыщении твёрдого раствора в М. п. возникают фазовая, структурная и субструктурная неравновесности: реализуются метастабильные состояния (см. *Аморфные магнетики*, *Металлические стёкла*), высокотемпературные модификации и фазы, сильно пересыщенные растворы, создаются большие макро- и микронапряжения (деформации), в поликристаллич. плёнках возникает очень высокая дисперсность кристаллитов и блоков, сильная разориентация блоков, избыточная концентрация *дефектов* решётки (вакансий, дислокаций и др.). Большое влияние на свойства плёнок оказывают разномасштабные поры.

Монокристаллич. плёнки с совершенной структурой получают выращиванием на монокристаллич. подложках с решёткой близкого структурного типа и с близкими значениями параметра решётки (молекулярно-лучевая *эпитаксия*, газофазная, жидкофазная эпитаксия и др.).

При исследованиях М. п. из-за малого объёма магн. вещества обычно приходится применять высокочувствит. приборы и методы [*феррозонд*, вибрац. *магнитометр*, магнитометр на эффекте Джозефсона (см. *Сквид*), торсионный анизометр, методы *магнитного резонанса* на СВЧ и др.]. В то же время малая толщина М. п., их прозрачность или зеркальная поверхность позволяют применять для исследования плёнок оптич. и магнитооптич. методы (основанные на *Керра эффекте* и *Фарадея эффекте*), *эллипсометрию*, а также методы просвечивающей электронной микроскопии, обладающие высоким пространств. разрешением.

Принципиальным вопросом физики тонких плёнок является изучение т. н. *размерных эффектов* (изменение физ. свойств при уменьшении толщины плёнок по сравнению со свойствами массивного магнетика). Изучение температурной зависимости спонтанной намагниченности M_S сверхтонких М. п. позволяет проверять квантовую теорию *обменного взаимодействия* электронов в дву-

мерных атомных решётках, выявлять поверхностный магнетизм, поверхностную магн. анизотропию. Прямое и косвенное обменное взаимодействие электронов изучается на специально приготовленных плёнках с «модулированной» атомной структурой (система чередующихся магн. и немагн. слоёв толщиной в один или неск. нанометров).

Эксперименты показали, что заметное уменьшение M_s наступает лишь в М. п. толщиной менее десятка атомных слоёв (<3 нм) и у этих же плёнок обнаруживается нек-рое снижение темп-ры Кюри. В области низких темп-р T наблюдается переход от известного *Блоха закона* $\Delta M_s \sim T^{3/2}$, выполняющегося для толстых ферромагн. плёнок, к почти линейному спаду намагниченности с темп-рой в сверхтонких М. п. Правда, такие «олигатомные» плёнки чаще всего уже не являются однородными, а имеют островковую структуру.

Спонтанная намагниченность M_s М. п. определяется не только хим. составом, но и фазовым состоянием конденсата, зависящим от условий осаждения.

Фундам. свойством М. п. является *магнитная анизотропия*, характеризуемая типом симметрии, ориентацией осей лёгкого намагничивания, энергетич. константами или напряжённостью H_A эффективного поля анизотропии. Наряду с магнитостатич. анизотропией формы и естеств. кристаллографич. магн. анизотропией в монокристаллич. М. п., в текстурированных поликристаллич. плёнках (Co, MnBi и др.) может существовать значит. наведённая анизотропия разл. природы: магнитоупругая (магнитострикционная) анизотропия; анизотропия направленного упорядочения атомов, осуществляющегося в процессе роста и термообработки М. п.; анизотропия направленного роста зёрен; ориентация вытянутых пор; анизотропия распределения магн. и немагн. примесей по границам зёрен и др. При осаждении плёнок после термич. испарения в вакууме в М. п. возникает анизотропия, вызванная наклонным падением атомов на подложку с образованием цепочек кристаллитов (механизм самозатенения), с наклонной столбчатой структурой. При эпитаксиальном росте М. п. из жидкой фазы со сложным ионным составом, напр. плёнок редкоземельных ферритов-гранатов, возникает ростовая анизотропия, обусловленная избират. осаждением разл. ионов в «открытые» додекаэдрич. позиции определённой плоскости роста.

Результирующая анизотропия определяет тип *магнитной доменной структуры* и характер процессов намагничивания М. п. В плёнках с преобладающей анизотропией формы (фактор качества $Q<1$) спонтанная намагниченность лежит в плоскости образца, и в этом случае образуются вытянутые т. н. плоские магн. домены (ПМД). Осн. процессом *перемагничивания* таких М. п. вдоль оси лёгкого намагничивания является движение *доменных стенок*, наблюдается прямоугольная петля гистерезиса с коэрцитивной силой H_c, равной полю старта необратимого смещения стенок (границ).

В плёнках с преобладающей перпендикулярной анизотропией (фактор качества $Q>1$) ось лёгкого намагничивания (ОЛН) ориентирована по нормали к поверхности. В таких М. п. образуются круглые *цилиндрические магнитные домены* (ЦМД), плотная полосовая или лабиринтная доменная структура. В чистых, практически бездефектных плёнках петля гистерезиса очень узкая ($H_c \leqslant 1$ А/см) и наклонённая. В определённом интервале значений внеш. поля $\boldsymbol{H}$, приложенного вдоль ОЛН, наблюдаются равновесные ЦМД, к-рые легко передвигаются по плёнке под действием неоднородного магн. поля. Эти подвижные ЦМД в феррит-гранатовых М. п. используются в качестве носителей информации в магн. запоминающих устройствах (ЗУ).

К концу 1980-х годов достигнут значит. прогресс в эксперим. и теоретич. исследовании М. п.— их магн. микроструктуры, статики и динамики доменной структуры и структуры междоменных стенок. Обнаружено сильное влияние тонкой структуры стенок («скрученности», наличия в них т. н. *Блоха линий* и *Блоха точек*) на их поведение в импульсном и высокочастотном магн. поле. Присутствие линий Блоха, разделяющих разнополярные участки стенки, во-первых, заметно снижает подвижность стенки из-за дополнит. рассеяния эл.-магн. энергии, а во-вторых, вызывает рост эффективной массы «жёсткой» стенки вследствие накопления кинетич. энергии в линиях Блоха, перемещающихся вдоль движущейся стенки (см. *Доменной стенки динамика*). Разрабатываются запоминающие устройства со сверхвысокой плотностью записанной информации, в к-рых *битом* является пара вертикальных линий Блоха, продвигающаяся вдоль замкнутой стенки полосового домена в феррит-гранатовых плёнках.

Тонкие М. п. нашли широкое применение в вычислит. технике и автоматике, в оптоэлектронике и интегр. оптике. На базе М. п. возникла новая отрасль науки и техники — магн. микроэлектроника. Плёночная (интегральная) технология позволяет решать актуальные задачи микроминиатюризации элементной базы и схемотехники ЭВМ.

М. п. пришли на смену таких дискретных магн. элементов логич. и запоминающих устройств, как ферритовые сердечники, трансфлюкторы и пластины с отверстиями. Вместо них было предложено использовать матрицы из пермаллоевых пятен толщиной ~100 нм или цилиндрич. М. п. (бронзовые проволоки, покрытые слоем пермаллоя толщиной ок. 1 мкм) с кольцевыми замкнутыми по окружности магн. доменами.

Созданы т. н. доменные ЗУ, в к-рых элементом памяти является магн. домен с определённой поляризацией спонтанной намагниченности. К ним относятся: устройства на плоских *магн. доменах, продвигающихся в низкокоэрцитивных* каналах; ЗУ на подвижных ЦМД диаметром ок. 1 мкм, на решётках ЦМД. Помимо записи, продвижения, хранения и считывания цифровой информации доменные устройства на М. п. обеспечивают производство осн. логич. операций (т. е. обработку информации). Твердотельные ЗУ на ЦМД обладают высокой надёжностью, компактностью, энергонезависимостью и малой чувствительностью к неблагоприятным внеш. воздействиям. Огромная информац. плотность и ёмкость ЦМД-микросхем делает их конкурентоспособными с ЗУ на магн. дисках и барабанах.

Др. перспективное направление развития информационно-вычислит. систем состоит в разработке магнитооптич. памяти на М. п. (магнитооптич. диски). Это направление предполагает использование лазеров, записи информации термомагн. способом, а считывание — с помощью магнитооптич. эффектов Керра или Фарадея. В качестве реверсивной среды — носителя информации служат М. п. из соединений типа TR (T — переходный металл, R — редкоземельный элемент), обеспечивающие высокую плотность записи (~10^7 бит/см^2) и надёжное магнитооптич. считывание. Плёнки с высокой магнитооптич. добротностью (напр., Bi-содержащие феррит-гранатовые плёнки) используются в оптич. дефлекторах и модуляторах, вентильных и переключат. устройствах волоконно-оптич. линий связи.

Магнитно-мягкие (пермаллоевые) плёнки используются при создании магнитопроводов, полюсных наконечников с узким зазором в многоканальных интегр. магн. головках для записи и индукц. считывания информации, для магниторезистивного считывания.

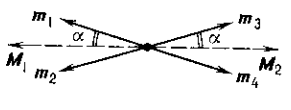
В СВЧ-технике М. п. применяются в виде фильтров поглощения и пропускания, фазовращателей и вентилей в интегр. исполнении. В этих устройствах используются такие явления, как ферромагн. резонанс, спин-волновые эффекты и магнитоакустич. колебания.

Лит.: Тонкие ферромагнитные пленки, пер. с нем., М., 1964; Физика тонких плёнок, пер. с англ., т. 1—8, М., 1967—78; Сухру Р., Магнитные тонкие пленки, пер. с англ., М., 1967; Колотов О. С., Погожев В. А., Телешин Р. В., Методы и аппаратура для исследования импульсных свойств тонких магнитных пленок, М., 1970; Ильюшен-

ко Л. Ф., Электролитически осажденные магнитные пленки, Минск, 1972; Палатник Л. С., Фукс М. Я., Косенич В. М., Механизм образования и субструктура конденсированных пленок, М., 1972; Сухвало С. В., Структура и свойства магнитных пленок железо-никель-кобальтовых сплавов, Минск, 1974; Лесник А. Г., Наведенная магнитная анизотропия, К., 1976; Мочалов В. Д., Магнитная микроэлектроника, М., 1977; Балбашов А. М., Червоненкис А. Я., Магнитные материалы для микроэлектроники, М., 1979; Иванов Р. Д., Магнитные металлические пленки в микроэлектронике, М., 1980; Малоземов А., Слонзуски Дж., Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами, пер. с англ., М., 1982; Элементы и устройства на цилиндрических магнитных доменах. Справочник, М., 1987. *А. Г. Шишков.*

МАГНИ́ТНАЯ ПОДРЕШЁТКА — совокупность кристаллографически эквивалентных атомов кристалла, атомные магн. моменты к-рых равны и параллельны; понятие «М. п.» используется при описании *магнитной атомной структуры* магнитоупорядоченных кристаллов (МУ-кристаллов) в модели локализов. магн. моментов. Рассчитанная на единицу объёма сумма магн. моментов атомов, входящих в данную М. п., наз. намагниченностью подрешётки. Термин «М. п.» возник, когда число М. п. у известных кристаллов не превышало двух, т. е. когда среди магн. структур кристаллов были известны лишь простейшие их типы: ферромагнитная (ФМ-структура, одна подрешётка) и коллинеарная антиферромагнитная (АФМ-структура, две подрешётки). Позднее к ним добавилась неелевская коллинеарная ферримагн. структура (ФИМ-структура, в простейшем случае — две подрешётки). В дальнейшем были обнаружены магнетики с более сложными, неколлинеарными магн. структурами и, соответственно, с бо́льшим числом подрешёток (три, четыре и более). Описание свойств винтовых *несоразмерных магнитных структур* формально требует бесконечного числа М. п., поэтому к таким структурам понятие «М. п.» не применяют.

Прямые эксперим. доказательства существования М. п. были получены методами *магнитной нейтронографии*. Магн. нейтронограммы многих МУ-магнетиков указывают на существование в них небольшого числа М. п. Концепция М. п. широко используется в физике МУ-кристаллов: при интерпретации их нейтронограмм; в феноменологич. теории МУ-магнетиков; при описании полевой и температурной зависимости магн. восприимчивости МУ-кристаллов; ВЧ-свойств МУ-кристаллов; явлений ферро- и антиферромагн. резонанса; магнитоупругого взаимодействия и т. д.



Строго говоря, М. п.— понятие модельное. Иллюстрацией этого может служить следующий пример. Предположим, что АФМ-структура кристалла такова, что в *магнитной ячейке* имеются атомные моменты четырёх направлений, так что число М. п. здесь равно 4 (рис.). Но если угол α мал, то приближённо можно считать, что магн. структура характеризуется лишь двумя М. п. с антипараллельной ориентацией их намагниченностей (за их антипараллельность ответственно сильное *обменное взаимодействие* отрицат. знака), а расщепление каждой из них, в свою очередь, на две обязано гораздо более слабым (релятивистским) взаимодействиям. Тогда для описания большинства свойств такого антиферромагнетика достаточно пренебречь слабой неколлинеарностью и пользоваться двухподрешёточной моделью. Лишь для объяснения нек-рых эксперим. данных потребуется рассмотрение истинной магн. структуры и использование 4-подрешёточной модели.

Т. о., часто число вводимых М. п. связано с глубиной (детальностью) теоретич. рассмотрения магн. структуры МУ-кристаллов и их свойств. Иногда, даже зная из эксперим. данных о наличии большого числа М. п., сознательно применяют огрублённое описание и для простоты пользуются меньшим числом М. п. (чаще всего это соответствует обменному приближению). Естественно, число М. п. не может превышать числа магн. атомов в магн. ячейке.

В феноменологич. теории МУ-кристаллов понятие М. п. обретает новые черты. Суммарная намагниченность каждой подрешётки считается непрерывно распределённой в пространстве с плотностью $\boldsymbol{M}_i(\boldsymbol{r})=\text{const}$, так что МУ-кристалл рассматривают как совокупность взаимопроникающих сплошных сред с намагниченностями $\boldsymbol{M}_i(\boldsymbol{r})$ для каждой из них. *Термодинамический потенциал* Φ кристалла записывается с учётом энергии взаимодействия намагниченностей подрешёток и инвариантен к группе симметрии парамагн. фазы кристалла. В число входящих в Φ членов есть члены, соответствующие взаимодействию намагниченности подрешётки с самой собой, а не только с намагниченностями других М. п. Такой подход позволяет исследовать, напр., динамич. свойства МУ-кристаллов, в частности собств. частоты колебаний намагниченностей М. п. (спектр *спиновых волн*), если допустить слабую неоднородность М. п. (небольшие отклонения локальной намагниченности от ср. значения) и характеризовать МУ-кристалл не только намагниченностями $\boldsymbol{M}_i(\boldsymbol{r})$, но и их градиентами. При актуальных для эксперимента ДВ-колебаниях можно считать неоднородности $\boldsymbol{M}_i(\boldsymbol{r})$ малыми и использовать разложение по малым отклонениям от равновесного распределения намагниченностей М. п.

При использовании любой модели М. п. (точной или огрублённой) в решении подобных динамич. задач должно выполняться следующее правило: число ветвей колебат. спектра равно числу М. п. (числу прецессирующих векторов намагниченности), одна из ветвей является бесщелевой (голдстоуновской), а остальные имеют щели (являются оптическими) — при учёте достаточного количества взаимодействий; при пренебрежении же какими-то взаимодействиями бесщелевыми могут стать и другие ветви.

Лит.: Туров Е. А., Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов, М., 1963; Смарт Дж., Эффективное поле в теории магнетизма, пер. с англ., М., 1968. *В. Е. Найш.*

МАГНИ́ТНАЯ ПОСТОЯ́ННАЯ (магнитная проницаемость вакуума) — коэф. пропорциональности μ_0, появляющийся в ряде ф-л электромагнетизма при записи их в *Международной системе единиц* (СИ). Так, индукция $\boldsymbol{B}$ магн. поля (*магнитная индукция*) и его напряжённость $\boldsymbol{H}$ связаны в вакууме соотношением $\boldsymbol{B}=\mu_0\boldsymbol{H}$, а в к.-л. веществе $\boldsymbol{B}=\mu_0\mu\boldsymbol{H}$, где μ — относительная *магнитная проницаемость* вещества и $\mu_0=4\pi\cdot10^{-7}$ Гн·м$^{-1}$=1,25663706144·10^{-6} Гн·м$^{-1}$.

МАГНИ́ТНАЯ ПРОНИЦА́ЕМОСТЬ — величина, характеризующая реакцию среды на воздействие внеш. магн. поля напряжённостью $\boldsymbol{H}$. М. п. количественно определяется отношением $\mu=B/H$, где B — магн. индукция. С точки зрения электродинамики, М. п. аналогична *диэлектрической проницаемости* ε и симметрично с ней входит в т. н. материальные ур-ния, дополняющие систему *Максвелла уравнений*, определяя, в частности, показатель преломления среды $n=\sqrt{\varepsilon\mu}$.

М. п. связана с *магнитной восприимчивостью* χ соотношением

$$\mu=1+4\pi\chi \qquad (1)$$

(в *Гаусса системе единиц*), из к-рого следует, что $\mu>1$ для *парамагнетиков*, $\mu<1$ для *диамагнетиков* и $\mu=1$ в вакууме (в системе СИ для вакуума $\mu=\mu_0=4\pi\times\times10^{-7}$ Гн/м). В анизотропной среде М. п. анизотропна, μ является тензором. В общем случае переменного и неоднородного внеш. поля М. п. комплексна

$$\mu=\mu'+i\mu'', \qquad (2)$$

причём μ' и μ'' есть ф-ции частоты ω и волнового вектора $\boldsymbol{q}$; $\mu=\mu(\boldsymbol{q},\ \omega)$ наз. динамической неоднородной М. п., $\mu(0,\ 0)$ — статической однородной М. п. Мнимая часть μ'' описывает поглощение (т. е. потери) эл.-магн. энергии в веществе, μ' и μ'' связаны

между собой, как и диэлектрич. проницаемости ε' и ε'' *Крамерса—Кронига соотношениями*.

М. п. является одной из осн. характеристик магн. веществ и материалов. В магнитоупорядоченных средах М. п. зависит от поля H, поскольку *намагниченность* M в этом случае является нелинейной ф-цией H. Обычно рассматривают т. н. начальную М. п.

$$\mu_a = \lim_{H\to 0} B/H \qquad (3)$$

и дифференциальную М. п.

$$\mu_d = dB/dH. \qquad (4)$$

Интервал значений μ для разл. магнетиков очень велик — от единиц до 10^6 в *магнитно-мягких материалах*.

При определении истинной М. п. реальных образцов необходимо учитывать эффекты размагничивания. Внутр. поле в образце

$$H_i = H - NM = H - N\chi H_i, \qquad (5)$$

откуда

$$H_i = H/(1+\chi N), \qquad (6)$$

где N — *размагничивающий фактор*. Тогда М. п. тела ($\mu_\ominus$) с учётом эффектов размагничивания

$$\mu_\ominus = \frac{B}{H} = \frac{B}{H_i(1+\chi N)} = \frac{\mu}{1+\chi N} = \mu\left(1+N\frac{\mu-1}{4\pi}\right)^{-1}. \qquad (7)$$

Зависимость $\mu(H)$ тесно связана с *магнитной доменной структурой* вещества и с процессами её изменения при намагничивании. Поэтому изучение этой зависимости даёт важную информацию о доменной структуре, подвижности доменных стенок и т. д.

В слабых полях μ обычно определяется процессами смещения доменных стенок и имеет большую величину. Для т. н. процессов вращения в намагничиваемых *магнитно-твёрдых материалах* значение μ меньше ($\mu \approx M_S^2/K$, где M_S — намагниченность насыщения, а K — константа анизотропии). Функция $\mu(H)$ сначала растёт, достигая максимума при поле $H \approx H_c$ (H_c — *коэрцитивная сила*), а затем падает. Зависимость $\mu(H)$ может быть обратимой (в слабых полях в магнитно-мягких материалах) или необратимой. Последнее связано с гистерезисными явлениями (см. *Гистерезис магнитный*). Температурная зависимость М. п. определяется разл. механизмами при разных H. Так, в области, где намагничивание определяют процессы вращения, $\mu_a \approx M_S/H_a$ (H_a — поле анизотропии). Значение $H_a \sim K_n(T) \sim [M_S(T)]^n$ (K_n — константа анизотропии порядка n) и, следовательно, μ_a сильно растёт с приближением к точке Кюри T_C в соответствии с общей теорией *критических явлений*.

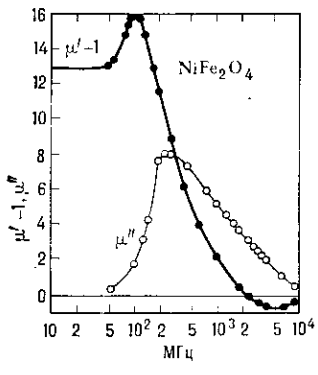


Рис. 1. Кривые $\mu'(\omega)-1$ и $\mu''(\omega)$ для никелевого феррита.

Важную роль как в исследованиях по физике магнетизма, так и в технич. применениях магн. материалов играет зависимость комплексной М. п. от частоты ω переменного внеш. поля $H_\sim$. Типичный вид кривых $\mu'(\omega)$ и $\mu''(\omega)$ приведён на рис. 1.

Имеется неск. факторов, обусловливающих дисперсию $\mu(\omega)$. В материалах с большой проводимостью существенную роль играют вихревые токи, приводящие к большим потерям энергии (μ'' велико). Поэтому широкое применение в технике нашли высокоомные магн. материалы (ферриты). Тем не менее и в ферритах большие значения μ' при малых потерях μ'' наблюдаются лишь в определённом интервале частот. Это обусловлено явлением *ферромагнитного резонанса* на частоте $\omega_r = \gamma H_a$ (γ — *магнитомеханическое отношение*). При значит. размагничивающих факторах ω_r может возрастать до значения $\omega_{макс} = \gamma(H_a + 4\pi M_S)$, что при наличии доменной структуры приводит к образованию широкой частотной полосы потерь $\omega_r < \omega < \omega_{макс}$ ввиду возможности разл. ориентации доменов относительно направления переменного поля $H_\sim$ с соответствующим изменением их размагничивающих факторов. Лишь при $\omega > \omega_{макс}$ потери становятся малыми. Ещё одной причиной дисперсии $\mu(\omega)$ являются релаксац. процессы, ответственные также за *магнитную вязкость* вещества. Эффект связан с отставанием намагниченности от внеш. поля. Время релаксации $\tau = \tau_\infty \exp(\mathcal{E}_m/kT)$, где $\mathcal{E}_m$ — энергия активации, а τ_∞ есть τ при $T \to \infty$. Если имеется только одно время релаксации, то μ' и μ'' описываются ф-лами

$$\mu'(\omega) = 1 + 4\pi\chi_\infty(1+\omega^2\tau^2)^{-1},$$
$$\mu''(\omega) = 4\pi\chi_\infty\omega\tau\,(1+\omega^2\tau^2)^{-1}, \qquad (8)$$

где $\chi_\infty = M_\infty/H$, а M_∞ — равновесное значение M при данном поле H. Ф-ции ($\mu' - 1)/4\pi\chi_\infty$ и $\mu''/4\pi\chi_\infty$ изображены на рис. 2. Из ф-л (8) видно, что μ' и μ'' связаны друг с другом. Можно построить т. н. диаграммы Аржана (или Коле и Коле) $\mu' = f(\mu'')$ (рис. 3), имеющие вид полуокружности, на к-рые укладываются значения μ' и μ'' при разных ω и τ. Если дисперсия определяется в основном релаксац. механизмом, то эксперим. данные хорошо ложатся на эту полуокружность. Значение $\mathcal{E}_m$, определённое из ВЧ-измерений, оказывается для мн. ферритов хорошо совпадающей со значением энергии активации $\mathcal{E}_\rho$, полученной из измерений электросопротивления. Кроме указанных причин дисперсия $\mu(\omega)$ может вызываться нелинейностью зависимости $B = B(H)$ и гистерезисом.

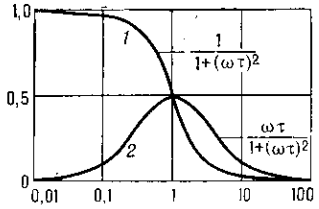


Рис. 2. Дисперсия комплексной магнитной проницаемости для релаксационного механизма, см. формулы (8).

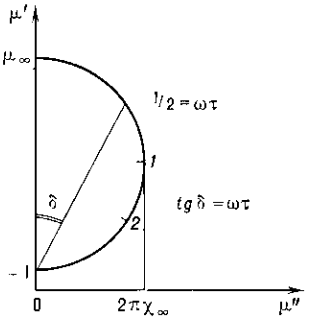


Рис. 3. Диаграмма Аржана (или Коле и Коле) зависимости $\mu' = f(\mu'')$.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Смит Я., Вейн Х., Ферриты, пер. с англ., М., 1962. *Ю. П. Ирхин.*

МАГНИТНАЯ СИММЕТРИЯ — раздел *симметрии кристаллов*, учитывающий специфику их магнитных свойств, а именно: в М. с. принимается во внимание симметрия уравнений движения по отношению к операции обращения времени R, под действием к-рой координаты всех точек кристалла остаются неизменными, а скорости меняются на противоположные. Соответственно, под действием операции R средняя по времени микроскопическая плотность заряда $\rho(x, y, z)$, описывающая обычную (электрическую) структуру кристалла, не меняется, и кроме ρ рассматривается микроскопическая средняя плотность магнитного момента $\boldsymbol{m}(x, y, z)$ [или, что эквивалентно, тока $\boldsymbol{j}(x, y, z)$], меняющая знак под действием R. *Группой* магнитной симметрии кристалла называется множество преобразований (пространственных и комбинаций из R и пространственных преобразований), оставляющих инвариантными функции $\rho(x, y, z)$ и $\boldsymbol{m}(x, y, z)$. Если представить операцию R как замену чёрного цвета на белый, то магнитные группы совпадают с шубниковскими группами симметрии и антисимметрии.

Имеются три типа магнитных групп.

1. Для кристаллов без магнитной структуры $\boldsymbol{m}(x, y, z)=0$, группа магнитной симметрии $\tilde{G}$ содержит операцию R и является прямым произведением пространственной (см. *Фёдоровские группы*) группы G на группу, состоящую из операции R и тождественной операции $\tilde{G}=G+RG$ (серые группы).

2. Белые группы вообще не содержат операции R и совпадают с фёдоровскими группами.

3. Чёрно-белые группы содержат операцию R только в комбинациях $\underline{g}=Rg$ с пространственными преобразованиями g, отличными от тождественного преобразования. Наиболее простой вывод чёрно-белых групп состоит в следующем: берётся фёдоровская группа G и её вещественное неодиночное одномерное неприводимое представление; те элементы $g\in G$, для к-рых характеры $\chi(g)=1$, входят в шубниковскую группу $\underline{G}$ непосредственно, а те, для к-рых $\chi(g)=-1$,— в комбинации Rg. Перебирая все фёдоровские группы и их одномерные вещественные неединичные неприводимые представления, получаем все чёрно-белые шубниковские группы.

Всего имеется 1651 магнитная (шубниковская) пространственная группа, из них 230 серых, столько же белых и 1191 чёрно-белая. Для анализа макроскопических свойств достаточно ограничиться точечной симметрией. Всего имеется 122 кристаллографических магнитных класса (точечные группы), из них 32 серых, 32 белых и 58 чёрно-белых.

Среди макроскопических магнитных свойств особое место занимает намагниченность $\boldsymbol{M}$. Любой магнитный класс, допускающий намагниченность, есть подгруппа группы симметрии магнитного момента $\underline{m}\cdot\infty : m$ (обозначения по Шубникову), состоящей из оси бесконечного порядка ∞ (вдоль $\boldsymbol{M}$), перпендикулярной ей плоскости симметрии m, а также бесконечного числа проходящих через ось ∞ антиплоскостей симметрии $\underline{m}$ (т. е. плоскостей отражения с одновременным обращением времени) и перпендикулярных оси ∞ антиосей второго порядка $\underline{2}$.

Магнитное упорядочение возникает вследствие взаимодействий, зависящих от магнитного момента. Если пренебречь слабыми релятивистскими взаимодействиями, то остаётся обменное взаимодействие, зависящее от взаимной ориентации спинов и не зависящее от ориентации спинов относительно решётки. Поэтому кроме приведённого точного описания М. с. для классификации магнитных структур используется обменная симметрия (ОС). Группа ОС связана с группой G симметрии плотности заряда соотношением

$$G_{ex}=G\times U,$$

где U — группа вращений в спиновом пространстве.

Поскольку в ОС ориентация спинов относительно решётки условна, можно считать, что под действием $g\in G$ спины ведут себя как скаляры и $\boldsymbol{m}(\boldsymbol{r})$ переходит в $\boldsymbol{m}(g\boldsymbol{r})$. Действуя на $\boldsymbol{m}(\boldsymbol{r})$ различными $g\in G$, получаем представление группы G. Разлагая это представление на неприводимые, получаем

$$\boldsymbol{m}(\boldsymbol{r})=\sum_{n\alpha}\boldsymbol{m}^n_\alpha\varphi^n_\alpha(\boldsymbol{r}), \qquad (1)$$

где n — номер представления, φ^n_α — базисные функции представления. Функция $\boldsymbol{m}^2(\boldsymbol{r})$ является спиновым инвариантом, поэтому она инвариантна относительно G и

$$\boldsymbol{m}^n_\alpha\cdot\boldsymbol{m}^\kappa_\beta=C_n\delta_{n\kappa}\delta_{\alpha\beta}. \qquad (2)$$

Максимальное число взаимно перпендикулярных компонент магн. момента равно 3, поэтому суммарная размерность представлений, входящих в разложение (1), не превышает трёх.

Классификация магнитных структур в ОС проводится перебором различных представлений фёдоровских групп. Если разложение (1) содержит только единичное представление, то имеется ферромагнитная структура, если не содержит единичного представления,— антиферромагнитная, в остальных случаях — ферримагнитная структура.

Если представить различные значения спина различными цветами, то ОС сводится к цветной симметрии (P-симметрия).

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Концик В. А., Шубниковские группы, М., 1966; Андреев А. Ф., Марченко В. И., «ЖЭТФ», 1976, т. 70, с. 1522; Заморзаев А. М., Галярский Э. И., Палистрант А. Ф., Цветная симметрия, ее обобщения и приложения, Кишинев, 1978; Изюмов Ю. А., Найш В. Е., Озеров Р. П., Нейтронография магнетиков, М., 1981. *Е. Б. Логинов.*

МАГНИ́ТНАЯ ТЕКСТУ́РА — преимуществ. ориентация *осей лёгкого намагничивания* в поликристаллич. ферро- или ферримагнитном материале. Наличие М. т. приводит к анизотропии магн. свойств материала (см. *Магнитная анизотропия*). При ориентации векторов $\boldsymbol{M}_S$ спонтанной намагниченности магн. доменов вдоль выделенной оси М. т. наз. осевой (продольной), при их ориентации перпендикулярно этой оси — плоскостной (поперечной).

М. т. может быть получена разл. способами. Наиб. часто М. т. является следствием кристаллографич. текстуры, т. е. преимуществ. ориентации отд. зёрен в поликристаллах, возникающей при кристаллизации, пластич. деформации, рекристаллизации или фазовых превращениях. Кристаллографич. текстура в порошковых магн. материалах создаётся в результате прессования изделий в магн. поле.

Распространённым способом создания М. т. является термомагн. или термомеханич. обработка. В первом случае термич. обработка производится в магн. поле, во втором — под растягивающей или сжимающей нагрузкой. М. т. может возникать и за счёт придания образцам к.-л. характерной формы (удлинённой, уплощённой и др.).

Осевая М. т. широко используется для улучшения свойств магн. материалов. В *магнитно-мягких материалах* вдоль направления оси М. т. облегчаются процессы *перемагничивания*, поскольку в этих материалах преобладают 180-градусные *доменные стенки*, требующие для своего смещения минимальных затрат энергии. По этой же причине при перемагничивании вдоль оси М. т. наблюдаются высокие значения *магнитной проницаемости*, низкие значения *коэрцитивной силы* и потерь на гистерезис. Для *магнитно-твёрдых материалов* важное значение имеет *намагниченность остаточная* M_r, достигающая наиб. значения вдоль оси М. т. В большинстве магнитно-твёрдых материалов коэрцитивная сила H_c вдоль оси М. т. превышает её значения в др. направлениях. Последнее связано с тем, что значения H_c таких материалов определяются необратимостью процессов вращения векторов $\boldsymbol{M}_S$ или задержкой возникновения зародышей перемагничивания.

Материалы с М. т. относятся к анизотропным материалам. Среди магнитно-мягких материалов с М. т. наиб. распространены: холоднокатаная электротехнич. сталь (после прокатки обладающая кристаллографич. текстурой), сплавы пермаллой и пермивар (после термомагн. обработки). К магнитно-твёрдым материалам с М. т. относятся сплавы типа алнико (ЮНДК), тиконал (ЮНДКТ), викаллой, сплавы Fe—Co—Cr, бариевый и кобальтовый *ферриты*, материалы на основе *интерметаллических соединений* редкоземельных элементов. Иногда для получения макс. М. т. сочетают создание кристаллографич. текстуры с термомагн. обработкой (напр., в сплавах алнико и тиконал). М. т. может существовать и в *аморфных магнетиках* за счёт локальной анизотропии *внутрикристаллического поля* и неоднородностей, вызванных технологич. причинами.

Лит.: Преображенский А. А., Бишард Е. Г., Магнитные материалы и элементы, 3 изд., М., 1986; Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971. *А. С. Ермоленко.*

МАГНИ́ТНАЯ ТЕРМОМЕТРИ́Я — метод измерения *низких температур*, основанный на существовании

сильной температурной зависимости магн. свойств ряда веществ. В более узком смысле термин «М. т.» относится к методу измерения темп-р, в к-ром термометрич. параметром служит *магнитная восприимчивость* χ парамагн. соли или ядерного парамагнетика. В этом методе за магн. темп-ру принимается величина $T^*=C/\chi$, где C — константа в *Кюри законе* (иногда вместо закона Кюри используют *Кюри—Вейса закон*). В области темп-р, в к-рой выполняется закон Кюри, T^* совпадает с абс. термодинамич. темп-рой T. При понижении темп-ры значения T и T^* могут существенно различаться. Для установления связи между T^* и T в этом случае проводят калибровку используемой парамагн. соли, исходя из второго начала термодинамики

$$T=\frac{(\partial Q/\partial T^*)_{H=0}}{(\partial S/\partial T^*)_{H=0}}=f(T^*),$$

где $(\partial Q/\partial T^*)_{H=0}$ — теплоёмкость, измеренная с помощью магн. термометра, S — энтропия, H — магн. поле. Величину $(\partial S/\partial T^*)_{H=0}$ находят экспериментально, адиабатически размагничивая соль от разл. начальных значений магн. поля и вычисляя зависимость $S(H)$ при высоких темп-рах, где парамагн. соль подчиняется закону Кюри. Одновременно измеряют получаемую при размагничивании от данного значения поля темп-ру $T^*(H)$. Т. о. находят зависимость $S(T^*)$ и соответственно величину $(\partial S/\partial T^*)_{H=0}$. Практически магн. темп-ру T^* переводят в абсолютную, используя таблицы, составленные для ряда солей.

М. т. применяется для измерения как темп-ры магн. подсистемы парамагнетика, так и темп-ры др. подсистем, приведённых в тепловое равновесие с магн. подсистемой. Для измерения темп-р в диапазоне $1\div0{,}01$К обычно применяется церий-магниевый нитрат (ЦМН), магн. восприимчивость к-рого подчиняется закону Кюри — Вейса. Этой зависимостью удобно пользоваться до темп-р $\approx5\,T_c$ (T_c — темп-ра упорядочения, для ЦМН $T_c\approx1{,}9$ мК). При более низких темп-рах магн. восприимчивость ЦМН описывается более сложной зависимостью. Для измерения более низких темп-р (до ~1 мК) используют ЦМН, в к-ром Се частично замещён La. Восприимчивость парамагн. соли измеряют мостами перем. тока по сравнению взаимоиндуктивности двух одинаковых катушек, в одной из к-рых находится образец соли, а при малых количествах соли — сверхпроводящим квантовым интерферометром магн. потока — СКИМП (или *Сквид*) [разрешение по темп-ре $\Delta(1/T)=0{,}001\ K^{-1}$ удаётся получить с использованием только 1 мг соли].

Магн. термометр на основе парамагн. соли является вторичным. Его калибруют, определяя константы в законе Кюри или Кюри — Вейса др. методом (по другому термометру), обычно в области темп-р 2—0,5 К. Точность измерения магн. темп-ры в этом диапазоне не превосходит 0,1%.

Для измерения в миллиградусном и микроградусном диапазоне темп-р используют датчики на основе ядерного магнетизма веществ (Cu, Al, Tl, Pt, $AuIn_2$), у к-рых ядерная магн. восприимчивость подчиняется закону Кюри. Т. к. ядерная восприимчивость на неск. порядков меньше электронной, особое внимание приходится уделять чистоте используемых веществ. Статич. методы измерения ядерной намагниченности с использованием СКИМПа (сквида) пригодны только для образцов, в к-рых магнетизм электронов не влияет на результаты при всех темп-рах, при к-рых проходят измерения. Насыщение намагниченности электронной составляющей достигается наложением достаточно больших внеш. магн. полей. К преимуществам статич. метода измерения ядерной намагниченности относится малая мощность, выделяемая в термометре, к-рая может быть уменьшена до очень малой величины ($\sim10^{-18}$ Вт).

Резонансные методы измерения ядерной намагниченности имеют очевидное преимущество по сравнению со статическими, т. к. ларморовские частоты ядер и электронов примесных атомов различаются на неск. порядков. Используются как непрерывные, так и импульсные методы *ядерного магнитного резонанса*. В случае ЯМР, осуществляемого в непрерывном режиме, восприимчивость ядер измеряется по величине сигнала поглощения радиочастотного (РЧ-) поля, а в импульсном режиме — по величине сигнала индукции. Методы непрерывного ЯМР позволяют проводить измерения с большей точностью, чем импульсные методы, однако весьма серьёзным мешающим фактором является перегрев ядерной спиновой системы РЧ-полем. При импульсном ЯМР величина сигнала индукции пропорциональна величине намагниченности ядер до подачи РЧ-импульса. Поэтому, увеличивая значение задержки между импульсами, можно контролировать перегрев ядерной спиновой системы.

Наиб. распространён платиновый импульсный ЯМР-термометр. В платине время ядерной спин-решёточной *релаксации* τ подчиняется закону Коринги $\tau=\varkappa/T$ с малой величиной постоянной Коринги ($\varkappa=0{,}03$ с·К), что обеспечивает быстрое установление равновесия между темп-рой ядер и электронов проводимости. Кроме того, измерение τ часто используют для самокалибровки платинового ЯМР-термометра. К перспективным видам М. т. для миллиградусной области темп-р относится использование СКИМПа в методах ЯМР, что позволит существенно уменьшить погрешности измерений за счёт снижения мощности, выделяемой в ядерную спиновую систему.

Лит.: Гольдман М., Спиновая температура и ЯМР в твердых телах, пер. с англ., М., 1972; Лоунасмаа О. В., Принципы и методы получения температуры ниже 1 К, пер. с англ., М., 1977.

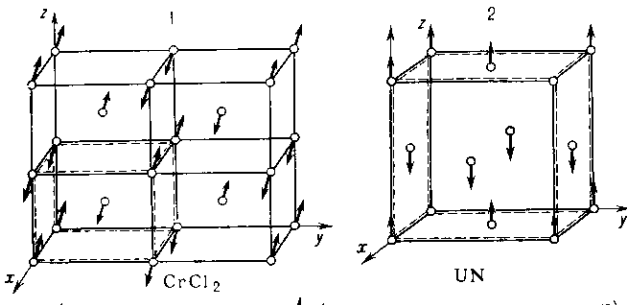
Ю. М. Буньков.

МАГНИ́ТНАЯ ЦЕПЬ — пространств. последовательность *магнетиков* (веществ или сред с разл. магн. проницаемостью), по к-рым проходит определ. *магнитный поток*. Понятием «М. ц.» широко пользуются при расчётах пост. магнитов, электромагнитов, реле, магн. усилителей, электроизмерит. и др. приборов. В технике распространены как М. ц., в к-рых магн. поток практически полностью проходит в ферромагнетиках и ферримагнетиках — ферритах (*замкнутые* М. ц.), так и М. ц., включающие помимо ферромагнетиков и ферримагнетиков диамагнетики (напр., воздушные зазоры). Если магн. поток возбуждается в М. ц. пост. магнитами, то такую цепь называют *поляризованной*. М. ц. без пост. магнитов наз. *нейтральной*; магн. поток в ней возбуждается током, протекающим в обмотках, охватывающих часть или всю М. ц. В зависимости от характера тока возбуждения различают М. ц. постоянного, переменного и импульсного магн. потоков. Вследствие формальной аналогии электрич. и магн. цепей к ним применим общий матем. аппарат. Напр., для М. ц. аналогом *Ома закона* служит ф-ла $F=\Phi\cdot R_m$, где Φ — магн. поток, R_m — *магнитное сопротивление*, F — *магнитодвижущая сила*. К М. ц. применимы *Кирхгофа правила*. Существует, однако, и принципиальное различие между М. ц. и электрич. цепью: в М. ц. с неизменным во времени потоком Φ не выделяется Джоулева теплота (см. *Джоуля — Ленца закон*), т. е. нет рассеяния эл.-магн. энергии.

Лит.: Калашников С. Г., Электричество, 5 изд., М., 1985; Поливанов К. М., Ферромагнетики, М.— Л., 1957.

МАГНИ́ТНАЯ ЯЧЕ́ЙКА — элемент структуры магнитоупорядоченного кристалла, параллельными переносами к-рого в трёх измерениях (*трансляциями*) можно полностью воспроизвести *магнитную атомную структуру* кристалла. Понятие «М. я.» во многом аналогично кристаллохимическому понятию «элементарная ячейка» кристалла (ЭЯК), но существуют и различия в их определении. В случае М. я. трансляции должны приводить к совмещению кристалла с самим собой с учётом атомных магн. моментов, а не только положений атомов и их хим. сортности, как в случае

ЭЯК. При определении ЭЯК главным считается требование, чтобы её симметрия как конечной фигуры отвечала точечной группе *симметрии кристалла*. Это требование не применимо к М. я., т. к. она всегда содержит одну или несколько примыкающих друг к другу целых ЭЯК и в общем случае симметрия М. я. уже не будет соответствовать точечной группе кристалла



(или даже его сингонии). Однако симметрия М. я. всегда соответствует точечной шубниковской группе магн. симметрии кристалла.

На рис. приведены примеры М. я. двух кристаллов (пунктирной линией показана внеш. форма ЭЯК, изображены только атомы, обладающие магн. моментом):

1. Кристалл $CrCl_2$ орторомбич. сингонии с точечной группой mmm (или D_{2h}, т. е. с тремя взаимно перпендикулярными осями симметрии 2-го порядка и плоскостями симметрии, перпендикулярными этим осям). Такой симметрией обладает ЭЯК. Кристаллич. $CrCl_2$ — антиферромагнетик, его ось антиферромагнетизма ориентирована в нек-ром направлении, не совпадающем с направлениями рёбер ячейки; шубниковская (магнитная) группа симметрии $P_s\bar{1}$ принадлежит уже триклинной сингонии. М. я. составлена из четырёх ЭЯК, т. к. магн. периоды по осям y и z удвоены, а по оси x равны кристаллохимическим. Эта М. я. по объёму не минимальна, выбор меньшей М. я. показан внизу. В обоих случаях М. я. имеет триклинную симметрию $\bar{1}$, но принято выбирать М. я. кратной элементарной ячейке и не перевыбирать её с целью уменьшения её объёма.

2. Кристалл UN с гранецентрированной кубич. решёткой (см. *Браве решётки*). ЭЯК выбирается в виде куба и не является минимальной по объёму. Ось антиферромагнетизма направлена вдоль одной из осей симметрии 4-го порядка, в магнитоупорядоченной фазе кристалл UN тетрагонален. М. я. здесь совпадает с ЭЯК (точнее, отличается от неё очень малыми стрикционными искажениями), однако часть трансляций для М. я. по сравнению с ЭЯК оказывается утерянной (они превращаются в антитрансляции).

Выбор М. я. возможен не в любых магнетиках, а лишь в тех, в к-рых магн. периоды совпадают или кратны кристаллохимическим. Поэтому понятие «М. я.» гораздо более ограниченно, чем универсальное для любых кристаллов понятие ЭЯК. Примеры магнетиков без М. я.: 1) магнетики с *несоразмерной магнитной структурой*; 2) *спиновые стёкла*; 3) магнетики с распределённой плотностью магн. момента и с закономерностью типа волны спиновой плотности (см. *Спиновой плотности волны*).

Лит.: Сиротин Ю. И., Шаскольская М. П., Основы кристаллофизики, 2 изд., М., 1979; Современная кристаллография, т. 1, М., 1979; Изюмов Ю. А., Найш В. Е., Озеров Р. П., Нейтронография магнетиков, М., 1981.

В. Е. Найш.

МАГНИ́ТНОЕ ВРАЩЕ́НИЕ плоскости поляризации — см. *Фарадея эффект*.

МАГНИ́ТНОЕ ДАВЛЕ́НИЕ — действие, оказываемое вмороженным магн. полем на плазму (или проводящую жидкость), направленное перпендикулярно силовым линиям. М. д. равно плотности магн. энергии, т. е. пропорционально квадрату напряжённости магн. поля H: $p_м=H^2/8\pi$ дин/см^2 или $0{,}1H^2/8\pi$ Па. М. д. может уравновешиваться кинетич. давлением плазмы; превышение М. д. над кинетическим приводит к *пинч-эффекту*.

МАГНИ́ТНОЕ КВА́НТОВОЕ ЧИСЛО́ — квантовое число m, определяющее величину проекции L_z момента количества движения (момента импульса) микрочастицы на произвольно выбранное направление (ось z): $L_z=m\hbar$. М. к. ч. принимает $2l+1$ целых значений, где l — *орбитальное квантовое число*. М. к. ч. определяет проекцию магн. момента $\boldsymbol{\mu}$ на направление магн. поля (см. *Зеемана эффект*).

Часто М. к. ч. называют проекцию любого из моментов — орбитального $\boldsymbol{L}$, спинового $\boldsymbol{S}$, полного $\boldsymbol{J}$ и т. д.— на ось z. Тогда соответствующие квантовые числа M_L, M_S, M_J и т. д. принимают $2L+1$, $2S+1$, $2J+1$ и т. д. целых и полуцелых значений, где L, S, J — соответствующие квантовые числа. Электрич. и магн. мультипольные переходы происходят при определ. изменении М. к. ч. (см. *Отбора правила*).

В. П. Шевелько.

МАГНИ́ТНОЕ НАСЫЩЕ́НИЕ — состояние вещества, при к-ром его *намагниченность* $\boldsymbol{M}$ достигает насыщения (предельного значения) $\boldsymbol{M}_\infty$, не изменяющегося при дальнейшем возрастании напряжённости намагничивающего поля $\boldsymbol{H}$. Строго говоря, М. н. в технически доступных магн. полях никогда не достигается, поскольку вклады в $\boldsymbol{M}$, вносимые прецессионным диамагнетизмом и поляризац. парамагнетизмом, не обнаруживают тенденции к насыщению. Однако эти вклады малы по сравнению с намагниченностью, обусловленной ориентац. *парамагнетизмом*. Поэтому под М. н. обычно понимают такое состояние, в к-ром все имеющиеся в веществе элементарные *магнитные моменты* ориентированы вдоль $\boldsymbol{H}$.

В *парамагнетиках* значение $\boldsymbol{M}$ в соответствии с ф-лой Бриллюэна (L. Brillouin) стремится к пределу $\boldsymbol{M}_\infty$ при $H\to\infty$. В области низких темп-р (1—10 К) близкое к М. н. состояние реализуется в магн. полях $H\sim10^5$—10^6 А/м. В *ферромагнетиках* и до наложения внеш. магн. поля существует спонтанная намагниченность M_S *доменов*, зависящая от темп-ры T: в *Кюри точке* $M_S=0$, при $T=0$ $M_S=M_0$, где M_0 — намагниченность, определяющая абс. М. н. Намагниченность макроскопич. тела (ферромагнетика) обычно меньше M_S и с ростом H приближается к этому значению за счёт происходящих в веществе процессов смещения доменных границ и вращения векторов $\boldsymbol{M}_S$ отд. доменов к направлению $\boldsymbol{H}$ (см. *Намагничивание*). При завершении этих процессов достигается техническое М. н. Увеличение $\boldsymbol{M}$ при дальнейшем возрастании $\boldsymbol{H}$ связано с *парапроцессом*, т. е. увеличением M_S за счёт подавления магн. полем тепловых колебаний элементарных магн. моментов.

Лит. см. при ст. *Намагничивание*. *А. С. Ермоленко.*

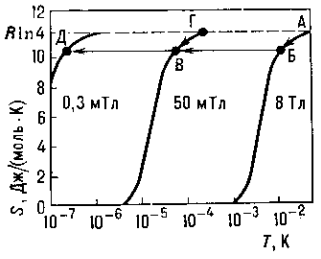
МАГНИ́ТНОЕ ОХЛАЖДЕ́НИЕ — метод получения низких и сверхнизких темп-р путём адиабатич. размагничивания парамагн. веществ, предложенный П. Дебаем и У. Джиоком (P. Debye, W. Giauque, 1926). Ранее этот метод широко использовался для получения темп-р от 1 до 0,01 К с применением парамагн. солей. Для достижения темп-р этого диапазона используют в основном криостаты растворения ^{3}He в ^{4}He (см. *Криостат*), но своё значение метод М. о. сохранил для ванфлековских парамагнетиков (см. *Ванфлековский парамагнетизм*) и ядерных парамагн. систем, с использованием к-рых удаётся получать темп-ры милли-, микро- и даже нанокельвинового диапазона.

Для примера рассмотрим процесс ядерного размагничивания меди. Существует два стабильных изотопа меди: ^{63}Cu (69,04%) и ^{65}Cu (30,96%). Оба изотопа имеют ядерный спин $I=3/2$, величина *g-фактора* меди с учётом вклада изотопов $g_n=1{,}5$. При темп-рах $T\leqslant 10^{-2}$ К *энтропия* S меди определяется ориентац. степенями свободы ядерных магн. моментов, т. к. электронные и фононные степени свободы при столь низких темп-рах практически отсутствуют («вымерзли»). Энтропия моля меди описывается ф-лой

$$S = R\ln(2I+1) - \Lambda\,(B^2+b^2)/(2\mu_0 T^2),$$

где $\Lambda = N_A I(I+1)\mu_0\mu_{яд}^2 g_n^2/3k = 4{,}0\cdot 10^{-12}$ К·м^3/моль — молярная ядерная константа Кюри, $\mu_{яд}=5{,}05\times\times 10^{-27}$ А·м^2 — ядерный *магнетон*, μ_0 — *магнитная постоянная*, R — газовая постоянная, N_A — *Авогадро постоянная*, B — внеш. магн. поле, b — эффективное поле, наводимое на ядре меди соседними ядрами. Температурные зависимости энтропии меди, помещённой в различные внеш. магн. поля, показаны на рис.

Процесс ядерного размагничивания меди осуществляют поэтапно. Первоначально медь охлаждают в сильном магн. поле (до точки Б на рис.). При этом внеш. холодильник, к-рым обычно является криостат растворения, отводит от меди тепло. Затем проводят процесс адиабатич. размагничивания (Б—В на рис.), к-рый идёт с сохранением энтропии меди. Скорость этого процесса обычно выбирается такой, чтобы тепловые потери за счёт токов Фуко были пренебрежимо малы. Конечная темп-ра $T_к$ подсистемы ядер меди определяется значениями начального и конечного полей размагничивания ($B_н$ и $B_к$) и без учёта тепловых потерь во время размагничивания равна



Энтропийная диаграмма процесса магнитного охлаждения системы ядер меди с $I=3/2$. Кривые линии — зависимости энтропии S от температуры T в магнитных полях с индукцией B, равной 8 Тл, 50 мТл и 0,3 мТл.

$$T_к = T_н\sqrt{(B_к^2+b^2)/(B_н^2+b^2)}.$$

Ядерная теплоёмкость C меди после размагничивания также зависит от величины конечного поля

$$C = 2\Lambda\cdot(B_к^2+b^2)/(2\mu_0 T_к^2).$$

После размагничивания подсистема ядер может быть использована в качестве хладагента для охлаждения других систем (процесс ВГ), а затем медь снова намагничивают (процесс ГА). На рис. проиллюстрирован также эксперимент по глубокому охлаждению ядер меди (Б—Д), в к-ром удаётся получить темп-ру ядер $\sim$10 нК.

Практич. применение метода М. о. ограничено относительно плохим контактом магн. подсистемы с др. подсистемами вещества. В результате при охлаждении подсистемы ядер меди до $T\sim 10^{-7}$ К электроны проводимости остаются охлаждёнными лишь до $T\sim 10^{-5}$ К, а жидкий гелий удаётся охладить только до $\sim 10^{-4}$ К (из-за *Капицы скачка температуры*). С др. стороны, количество теплоты, к-рое может поглотить система ядерных спинов, тем меньше, чем ниже темп-ра. Поэтому при использовании ядерного размагничивания в качестве метода охлаждения темп-ру подсистемы ядер обычно поддерживают близкой к темп-ре охлаждаемых образцов.

Одной из разновидностей метода М. о. является т. н. м е т о д о х л а ж д е н и я я д е р в о в р а щ а ю щ е й с я с и с т е м е к о о р д и н а т. Метод эффективен, когда тепловой контакт подсистемы ядер (спиновой ядерной системы) с др. подсистемами вещества пренебрежимо мал. В этом методе на спиновую систему непрерывно воздействуют радиочастотным полем, к-рое можно рассматривать как стационарное, если для спинов ввести вращающуюся с частотой поля систему координат. При переходе во вращающуюся систему координат к внеш. магн. полю $\boldsymbol{B}$ необходимо добавить эффективное поле $\sim\bar{\omega}/\gamma$ (ω — частота, γ — *магнитомеханическое отношение*). Поэтому, изменяя частоту радиочастотного поля ω, удаётся изменять эффективное поле и проводить процесс ядерного размагничивания. С использованием этого метода удалось охладить систему ядер фтора до $T\sim 10^{-6}$ К и наблюдать процесс магн. упорядочения этих ядер.

Лит.: Г о л ь д м а н М., Спиновая температура и ЯМР в твердых телах, пер. с англ., М., 1972; Л о у н а с м а а О. В., Принципы и методы получения температуры ниже 1 К, пер. с англ., М., 1977.

Ю. М. Буньков.

МАГНИ́ТНОЕ ПО́ЛЕ — силовое поле, действующее на движущиеся (в системе, в к-рой рассматривается поле) электрич. заряды (токи) и на тела, обладающие *магнитным моментом*. Вместе с электрич. полем образует единое *электромагнитное поле*. Термин «М. п.» введён в 1845 М. Фарадеем (M. Faraday).

Согласно *Максвелла уравнениям*, источниками М. п. являются электрич. токи, магн. моменты и переменные электрич. поля (о природе источников М. п. в разл. средах см. в ст. *Магнетизм*, *Магнетизм микрочастиц*). М. п. в среде обычно характеризуется двумя аксиальными векторами: *магнитной индукцией* $\boldsymbol{B}$ и *напряжённостью магнитного поля* $\boldsymbol{H}$. Эти векторы не независимы, а связаны между собой т. н. материальным ур-нием $\boldsymbol{B}=\boldsymbol{B}(\boldsymbol{H})$, различным для различных сред. О более общей зависимости $\boldsymbol{B}=\boldsymbol{B}(\boldsymbol{H}, T, p, \ldots)$ (T — темп-ра, p — давление, . . .) говорят как о магн. ур-нии состояния вещества. В вакууме $\boldsymbol{B}=\boldsymbol{H}$ (в СГС) или $\boldsymbol{B}=\mu_0\boldsymbol{H}$ (в СИ), где μ_0 — *магнитная постоянная*. Различие между векторами $\boldsymbol{B}$ и $\boldsymbol{H}$ в среде связано с наличием в ней микроскопич. магн. моментов. В СИ

$$\boldsymbol{B}=\mu_0(\boldsymbol{H}+\boldsymbol{M}), \qquad (1)$$

где вектор $\boldsymbol{M}$ равен магн. моменту единицы объёма и наз. вектором *намагниченности*. В большинстве неферромагн. сред намагниченность (по крайней мере в слабых полях) пропорциональна напряжённости М. п.:

$$\boldsymbol{M}=\varkappa\boldsymbol{H}. \qquad (2)$$

Коэф. $\varkappa$ наз. *магнитной восприимчивостью*. С учётом (2) ур-ние (1) можно записать в виде:

$$\boldsymbol{B}=\mu_0\mu\boldsymbol{H},\ \mu=1+\varkappa,$$

где коэф. μ наз. *магнитной проницаемостью*. В переменных полях величины μ и $\varkappa$ зависят от частоты и волнового вектора (т. н. временна́я и пространств. дисперсии, см. *Диспергирующая среда*). Плотность энергии w макроскопич. статич. М. п. в среде можно записать в виде:

$$w=\int \boldsymbol{H}d\boldsymbol{B} \quad \text{(СИ)}.$$

В общем случае пределы интегрирования являются ф-цией $\boldsymbol{H}$ и значение w зависит от вида связи между $\boldsymbol{B}$ и $\boldsymbol{H}$. Для вакуума, пара- и диамагн. сред, т. е. в случае линейной связи между $\boldsymbol{B}$ и $\boldsymbol{H}$, $w=\boldsymbol{HB}/2$. Это справедливо и для переменного М. п. в случае стационарной линейной среды и в отсутствие дисперсии (об энергии переменного М. п. в диспергирующих средах см. в ст. *Энергия электромагнитного поля*).

К осн. физ. проявлениям М. п. относятся магн. часть *Лоренца силы*

$$\boldsymbol{f}=q[\boldsymbol{vB}] \quad \text{(СИ)}$$

(q, $\boldsymbol{v}$ — заряд и скорость частицы), сила, действующая на магн. момент $\boldsymbol{m}$ и соответствующая потенци-

альной энергии $U=-\boldsymbol{mH}$, а также явление *электромагнитной индукции*.

В лабораторных условиях слабые (до 0,5 кЭ) и средние (до 40 кЭ) стационарные М. п. получают с помощью постоянных магнитов и электромагнитов. Сильные стационарные М. п. (до 250 кЭ) получают с помощью охлаждаемых и сверхпроводящих *соленоидов*. Поля до 1,6 МЭ получаются в импульсных соленоидах, сверхсильные импульсные поля (десятки МЭ) — методом направленного взрыва (см. *Сверхсильные магнитные поля*). Для измерения характеристик М. п. используют разл. *магнитометры*. В космич. условиях М. п. достигают 10^{12}—10^{13} Э (см. *Магнитные поля звёзд*).

Технич. применения М. п. лежат в основе практически всей электротехники, радиотехники и электроники. М. п. применяются в дефектоскопии, для удержания горячей плазмы в установках *управляемого термоядерного синтеза*, для канализирования пучков заряж. частиц в *ускорителях заряженных частиц*, в генераторах мощного микроволнового излучения и т. п.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971; Ахиезер А. И., Ахиезер И. А., Электромагнетизм и электромагнитные волны, М., 1985. *И. А. Ахиезер.*

МАГНИ́ТНОЕ ПОСЛЕДЕ́ЙСТВИЕ — то же, что *магнитная вязкость*.

МАГНИ́ТНОЕ РАССЕ́ЯНИЕ НЕЙТРО́НОВ — см. в ст. *Магнитная нейтронография*.

МАГНИ́ТНОЕ СОПРОТИВЛЕ́НИЕ — характеристика *магнитной цепи*; М. с. R_m равно отношению *магнитодвижущей силы* F, действующей в магн. цепи, к созданному в цепи *магнитному потоку* Ф. М. с. однородного участка магн. цепи может быть вычислено по ф-ле $R_m=l/(\mu\mu_0 S)$, где l и S — длина и поперечное сечение участка магн. цепи, μ — относит. *магнитная проницаемость* материала цепи, μ_0 — *магнитная постоянная*. В случае неоднородной магн. цепи (состоящей из однородных последовательных участков с различными l, S, μ) её М. с. равно сумме R_m однородных участков. Расчёт М. с. по приведённой ф-ле является приближённым, т. к. ф-ла не учитывает «магнитные утечки» (рассеяние магн. потока в окружающем цепь пространстве), неоднородности магн. поля в цепи, нелинейную зависимость М. с. от поля. В перем. магн. поле М. с.— комплексная величина, т. к. в этом случае μ зависит от частоты эл.-магн. колебаний. Единицей М. с. в *Международной системе единиц* служит ампер (или ампер-виток) на вебер (А/Вб), в *СГС системе единиц* — гильберт на максвелл (Гб/Мкс); 1 А/Вб$=4\pi\cdot10^{-9}$ Гб/Мкс$\approx1{,}2566\times\times10^{-8}$ Гб/Мкс.

МАГНИ́ТНОЕ СТАРЕ́НИЕ — изменение магн. свойств ферро- и ферримагнитных материалов во времени, происходящее самопроизвольно или под воздействием различных внеш. факторов: постоянных и переменных магн. полей, колебаний темп-ры, механич. ударов, вибраций, радиации. М. с. наиб. характерно для материалов с метастабильной *магнитной атомной структурой* и (или) *магнитной доменной структурой*. Напр., пост. магниты, находящиеся в состоянии остаточной намагниченности, могут частично размагничиваться за счёт изменения их доменной структуры. Изменения магн. свойств в результате М. с. в ряде случаев обратимы: их первонач. значения могут быть восстановлены путём соответствующего воздействия магн. поля.

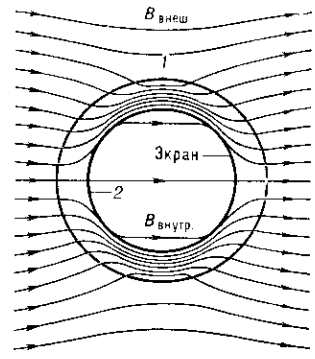
М. с. включает также необратимые изменения магн. свойств, связанные с т. н. структурным старением вещества, т. е. с изменением его кристаллич. структуры, дисперсности фаз и др. элементов структуры в результате диффузии, распада твёрдого раствора, упорядочения или др. фазовых превращений. Напр., в технич. железе в размагниченном состоянии существенно уменьшается магн. проницаемость и возрастает коэрцитивная сила после его нагрева до 130 °С . Это происходит вследствие выделения в нём частиц карбидов и нитридов.

Для стабилизации магн. свойств, в частности доменной структуры, на практике применяют искусств. остаривание материала. Так, пост. магниты подвергают частичному размагничиванию перем. полем с убывающей до нуля амплитудой, циклич. воздействиям темпры, вибрациям. Обычно применяют тот вид воздействия, к-рому должно в основном противостоять изделие в процессе эксплуатации.

Лит.: Бозорт Р. М., Ферромагнетизм, пер. с англ., М., 1956; Дружинин В. В., Магнитные свойства электротехнической стали, 2 изд., М., 1974; Февралева Н. Е., Магнитотвердые материалы и постоянные магниты, К., 1969; Хек К., Магнитные материалы и их техническое применение, пер. с нем., М., 1973. *А. С. Ермоленко.*

МАГНИ́ТНОЕ УДЕРЖА́НИЕ плазмы — удержание в ограниченном объёме высокотемпературной плазмы достаточно высокой плотности в течение длит. времени, необходимого для возможного осуществления *управляемого термоядерного синтеза* с помощью особых конфигураций (открытых и замкнутых) магн. полей. Подробнее см. *Магнитные ловушки*, *Открытые ловушки*, *Удержание плазмы*.

МАГНИ́ТНОЕ ЭКРАНИ́РОВАНИЕ (магнитная защита) — защита объекта от воздействия магн. полей (постоянных и переменных).



Экранирующее действие полого цилиндра из ферромагнитного вещества с $\mu\gg1$ (*1* — внеш. поверхность цилиндра, *2* — внутр. поверхность). Остаточное магнитное поле внутри цилиндра $B_{внутр}\ll B_{внеш}$.

Совр. исследования в ряде областей науки (физика, геология, палеонтология, биомагнетизм) и техники (космич. исследования, атомная энергетика, материаловедение) часто связаны с измерениями очень слабых магн. полей $\sim10^{-14}$—10^{-9} Тл в широком частотном диапазоне. Внешние магнитные поля (например, поле Земли $\approx5\cdot10^{-5}$ Тл с шумом $\approx5\cdot10^{-12}$ Тл, магн. шумы от электрич. сетей и городского транспорта) создают сильные помехи для работы высокочувствит. магнитометрич. аппаратуры. Уменьшение влияния магн. полей в сильной степени определяет возможности проведения магн. измерений (см., напр., *Магнитные поля биологических объектов*). Среди методов М. э. наиболее распространены следующие.

Ферромагнитный экран — лист, цилиндр, сфера (или оболочка к.-л. иной формы) из материала с высокой *магнитной проницаемостью* μ, низкой остаточной индукцией B_r и малой *коэрцитивной силой* H_c. Принцип действия такого экрана можно проиллюстрировать на примере полого цилиндра, помещённого в однородное магн. поле (рис.). Линии индукции внеш. магн. поля $B_{внеш}$ при переходе из среды с $\mu\ll\mu_{экр}$ в материал экрана заметно сгущаются, а в полости цилиндра густота линий индукции уменьшается, т. е. поле внутри цилиндра оказывается ослабленным. Ослабление поля описывается ф-лой

$$\frac{B_{внутр}}{B_{внеш}}\approx\frac{D}{\mu_{экр}\,d}, \qquad (1)$$

где D — диаметр цилиндра, d — толщина его стенки, $\mu_{экр}$ — магн. проницаемость материала стенки.

Для расчёта эффективности М. э. объёмов разл. конфигурации часто используют ф-лу

$$K=B_{внеш}/B_{внутр}=0{,}22\mu_{экр}[1-(1-d/R_{эф})^3], \qquad (2)$$

где $R_{эф}$ — радиус эквивалентной сферы (практически ср. значение размеров экрана в трёх взаимно перпен-

дикулярных направлениях, т. к. форма экрана мало влияет на эффективность М. э.).

Из ф-л (1) и (2) следует, что использование материалов с высокой магн. проницаемостью $\mu_{экр} \sim 10^3 - 10^4$ [таких, как пермаллой (36—85% Ni, остальное Fe и легирующие добавки) или мю-металл (72—76% Ni, 5% Cu, 2% Cr, 1% Mn, остальное Fe)] существенно улучшает качество экранов (у железа $\mu \approx 200$). Кажущийся очевидным способ улучшения экранирования за счёт утолщения стенки не оптимален. Эффективнее работают многослойные экраны с промежутками между слоями, для к-рых коэф. экранирования $K = B_{внеш}/B_{внутр}$ равен произведению коэф. для отд. слоёв. Именно многослойные экраны (внеш. слои из магн. материалов, насыщающихся при высоких значениях B, внутренние — из пермаллоя или мю-металла) составляют основу конструкций магнитозащищённых комнат для биомагнитных, палеомагнитных и т. п. исследований. Следует отметить, что применение защитных материалов типа пермаллоя связано с рядом трудностей, в частности с тем, что их магн. свойства при деформациях и значит. нагревах ухудшаются, они практически не допускают сварки, значит. изгибов и др. механич. нагрузок. В совр. магн. экранах широко применяются ферромагн. *металлические стёкла* (метглассы), близкие по магн. свойствам к пермаллою, но не столь чувствительные к механич. воздействиям. Полотно, сотканное из полосок метгласса, допускает изготовление мягких магн. экранов произвольной формы, а многослойное экранирование этим материалом много проще и дешевле.

Экраны из материала с высокой электропроводностью (Cu, Al и др.) служат для защиты от переменных магн. полей. При изменении внеш. магн. поля в стенках экрана возникают индукц. токи, к-рые охватывают экранируемый объём. Магн. поле этих токов направлено противоположно внеш. возмущению и частично компенсирует его. Для частот выше 1 Гц коэф. экранировки K растёт пропорционально частоте:

$$K = \frac{\Delta B_{внеш}}{\Delta B_{внутр}} \sim \mu_0 \sigma L d f, \qquad (3)$$

где μ_0 — *магнитная постоянная*, σ — электропроводность материала стенки, L — размер экрана, d — толщина стенки, f — круговая частота.

Магн. экраны из Cu и Al менее эффективны, чем ферромагнитные, особенно в случае низкочастотного эл.-магн. поля, но простота изготовления и невысокая стоимость часто делают их более предпочтительными в применении.

Сверхпроводящие экраны. Действие экранов этого типа основано на *Мейснера эффекте* — полном вытеснении магн. поля из сверхпроводника. При всяком изменении внеш. магн. потока в сверхпроводниках возникают токи, к-рые в соответствии с *Ленца правилом* компенсируют эти изменения. В отличие от обычных проводников в сверхпроводниках индукц. токи не затухают и поэтому компенсируют изменение потока в течение всего времени существования внеш. поля. То обстоятельство, что сверхпроводящие экраны могут работать при очень низких темп-рах и полях, не превышающих критич. значения (см. *Критическое магнитное поле*), приводит к существенным трудностям при конструировании больших магнитозащищённых «тёплых» объёмов. Однако открытие *оксидных высокотемпературных сверхпроводников* (ОВС), сделанное Й. Беднорцем и К. Мюллером (J. G. Bednorz, K. A. Müller, 1986), создаёт новые возможности в использовании сверхпроводящих магн. экранов. По-видимому, после преодоления технологич. трудностей в изготовлении ОВС, будут применяться сверхпроводящие экраны из материалов, становящихся сверхпроводниками при темп-ре кипения азота (а в перспективе, возможно, и при комнатных темп-рах).

Следует отметить, что внутри магнитозащищённого сверхпроводником объёма сохраняется остаточное поле, существовавшее в нём в момент перехода материала экрана в сверхпроводящее состояние. Для уменьшения этого остаточного поля необходимо принять спец. меры. Напр., переводить экран в сверхпроводящее состояние при малом по сравнению с земным магн. поле в защищаемом объёме или использовать метод «раздувающихся экранов», при к-ром оболочка экрана в сложенном виде переводится в сверхпроводящее состояние, а затем расправляется. Подобные меры позволяют пока в небольших объёмах, ограниченных сверхпроводящими экранами, свести остаточные поля до величины $\sim 10^{-12}$ Тл.

Активная защита от помех осуществляется при помощи компенсирующих катушек, создающих магн. поле, равное по величине и противоположное по направлению полю помехи. Алгебраически складываясь, эти поля компенсируют друг друга. Наиб. известны катушки Гельмгольца, представляющие собой две одинаковые соосные круговые катушки с током, раздвинутые на расстояние, равное радиусу катушек. Достаточно однородное магн. поле создаётся в центре между ними. Для компенсации по трём пространств. компонентам необходимы минимум три пары катушек. Существует много вариантов таких систем, и выбор их определяется конкретными требованиями.

Система активной защиты, как правило, используется для подавления НЧ-помех (в диапазоне частот 0—50 Гц). Одно из её назначений — компенсация пост. магн. поля Земли, для чего необходимы высокостабильные и мощные источники тока; второе — компенсация вариаций магн. поля, для к-рой могут использоваться более слабые источники тока, управляемые датчиками магн. поля, напр. *магнитометрами* высокой чувствительности — сквидами или *феррозондами*. В большой степени полнота компенсации определяется именно этими датчиками.

Существует важное отличие активной защиты от магн. экранов. Магн. экраны устраняют шумы во всём объёме, ограниченном экраном, в то время как активная защита устраняет помехи лишь в локальной области.

Все системы подавления магн. помех нуждаются в антивибрац. защите. Вибрация экранов и датчиков магн. поля сама может стать источником дополнит. помех.

Лит.: Роуз-Инс А., Родерик Е., Введение в физику сверхпроводимости, пер. с англ., М., 1972; Штамбергер Г. А., Устройства для создания слабых постоянных магнитных полей, Новосиб., 1972; Введенский В. Л., Ожогин В. И., Сверхчувствительная магнитометрия и биомагнетизм, М., 1986; Bednorz J. G., Müller K. A., Possible high Tc superconductivity in the Ba—La—Cu—O system, «Z. Phys.», 1986, Bd 64, S. 189. *С. П. Наурзаков.*

МАГНИТНО-ЖЁСТКИЕ МАТЕРИАЛЫ — то же, что *магнитно-твёрдые материалы*.

МАГНИТНО-МЯГКИЕ МАТЕРИАЛЫ — *магнитные материалы*, гл. обр. ферро- и ферримагнетики, обладающие малой *коэрцитивной силой* (условно $H_c \leqslant 800$ А/м) и рядом др. физ. свойств, определяющих широкое применение этих материалов в технике.

Наряду с коэрцитивной силой мерой магн. мягкости может служить также величина статич. *магнитной проницаемости* — начальной $\mu_н \sim 10^2 - 10^5$ и максимальной $\mu_{макс} \sim 10^3 - 10^6$. В перем. полях, где б. ч. используются М.-м. м., важными характеристиками их являются: уд. магн. потери $P_{B/f}$ (B — магн. индукция, Тл; f — частота, Гц) и динамич. проницаемость μ. С ростом B и f величина P возрастает, а μ снижается тем значительнее, чем ниже уд. электросопротивление ρ М.-м.м. При частотах $f < 10^4 - 10^5$ Гц в качестве М.-м. м. применяются в основном металлич. сплавы, при более высоких частотах — тонкие *магнитные плёнки*, *магнитные диэлектрики* и *ферриты*.

Металлич. М.-м. м. подразделяются на 3 большие группы: I — железо различной степени чистоты и низкоуглеродистые стали; II — сплавы Fe — (0,05—5)% Si, или электротехнич. стали, и III — прецизионные М.-м. м.

Основные группы магнитно-мягких материалов и их типичные свойства

Отличительное свойство группы М.-м.м.	Марка типичного материала	B_S, Тл	T_C, °С	H_C, А/м	μ_a	$\mu_{макс}$	$\lambda_S \cdot 10^6$	$\rho \cdot 10^6$, Ом·см	B_r/B_S	$P_{B/f}$, Вт/кг: $P_{1/50}$	$P_{1/400}$	$P_{0,5/10000}$	σ_B, МПа
Наибольшая намагниченность насыщения, высокая точка Кюри, T_C	железо 20832	2,16	770	32	—	$5 \cdot 10^3$	—	10	—	—	—	—	—
	сплав Fe—Co 49 КФ	2,40	940	175	—	$4,4 \cdot 10^3$	35	20	—	—	—	—	600
Низкие магн. потери P при частоте 50 Гц	электротехнич. сталь:												
	анизотропная, 3415 (0,35 мм)	2,0	740	—	—	—	—	50	—	0,46	—	—	320
	изотропная, 2412 (0,35 мм)	2,0	740	—	—	—	—	50	—	1,15	—	—	—
	аморфный сплав на основе Fe (25 мкм)	1,56	415	2,4	—	—	27	130	0,83	0,1	1,4	—	—
Низкие магн. потери при перемагничивании в полях звуковых частот	электротехнич. сталь:												
	анизотропная, 3424 (0,05 мм)	2,0	740	32	—	—	—	50	—	—	7,5	—	—
	изотропная, 2421 (0,1 мм)	2,0	740	36	—	—	4	51	—	—	10,5	—	450
	аморфный сплав на основе Fe (25 мкм)	1,58	405	8	—	—	27	125	0,25	0,3	1,6	17	—
Низкие магн. потери в диапазоне высоких и сверхвысоких частот	феррит 150ВЧ	0,35	400	250	170	350	—	10^{12}	0,43	—	—	—	—
	магнитодиэлектрик Р100	—	—	—	10	—	—	—	—	—	—	—	—
	феррит—гранат 30С46	0,13	280	80	70	—	—	10^{14}	—	—	—	—	—
Наивысшая магн. проницаемость $\mu_{макс}$ в слабых полях	79НМ (0,05 мм)	0,73	450	1,2	$3 \cdot 10^4$	$2 \cdot 10^5$	2	55	—	—	—	40	1060/530
	81НМА (0,05 мм)	0,5	260	0,56	$1 \cdot 10^5$	$3 \cdot 10^5$	0,5	80	—	—	—	17	—/600
Повышенное электросопротивление ρ	50НХС (0,1 мм)	1,0	360	10	$3 \cdot 10^3$	$2,8 \cdot 10^4$	—	90	—	—	—	—	900/510
	12Ю	1,0	600	24	$1 \cdot 10^3$	—	—	100	—	—	—	—	—
Высокая индукция	50Н (0,1 мм)	1,5	500	14	$3 \cdot 10^3$	$3 \cdot 10^4$	25	45	—	0,34	—	—	800/450
Прямоугольная петля гистерезиса	50НП (0,05 мм)	1,52	500	11	—	$8 \cdot 10^4$	—	45	0,94	0,35	4,5	60—100	720/460
	68НМП (0,1 мм)	1,15	580	0,8	—	$5,5 \cdot 10^5$	—	45	0,94	0,20	5,5	—	970/540
Постоянная проницаемость	47НКХ (0,02 мм)	1,4	600	32	$1,5 \cdot 10^3$	$1,7 \cdot 10^3$	—	48	0,05	—	—	—	—
Повышенные деформац. стабильность и износостойкость	16ЮХ—ВИ (0,1 мм)	0,7	300	3,6	$5,5 \cdot 10^3$	$4 \cdot 10^4$	10	150	—	—	—	—	490
	10СЮ—ВИ (8—15 мм)	1,0	500	1,6	$3,5 \cdot 10^4$	$1 \cdot 10^5$	—	80	—	—	—	—	—
	аморфный сплав на основе Co (25 мкм)	0,5	250	0,8	$2 \cdot 10^4$	$1,5 \cdot 10^5$	0,25	135	—	—	—	—	—
Высокая магнитострикция	49К2Ф (0,2 мм)	2,35	960	160	$7 \cdot 10^2$	$5,5 \cdot 10^3$	60	40	—	—	—	—	1350/500
	9Ю—ВИ (0,2 мм)	1,4	710	60	—	$1,5 \cdot 10^3$	30	90	—	—	—	—	490/600
Линейная зависимость магн. индукции от темп-ры	31НХ3Г (3—4 мм)	—	90	—	—	—	—	—	—	—	—	—	450
Коррозионная стойкость	00Х13 (0,35 мм)	1,64	—	30	—	—	—	45	—	1,10	—	—	665/215
Заданный температурный коэф. линейного расширения	47НД (0,25 мм)	1,3	440	16	—	$2,5 \cdot 10^4$	—	45	0,6	—	—	—	850/520

Примечание. Значение σ_B—временно́го сопротивления (предела прочности)—приведено в виде дроби, где числитель—значение σ_B после механич. обработки (деформации) материала, а знаменатель—после термич. обработки.

Состояние М.-м. м., характеризуемое высокой магн. проницаемостью, достигается снижением энергий магнитокристаллич. и магнитоупругой анизотропии (малые константы кристаллографич. анизотропии K и магнитострикции λ_s, малые упругие напряжения) и повышением чистоты и однородности материалов. Этим облегчается перестройка доменной структуры, существующей в М.-м. м. при темп-рах ниже *Кюри точки* T_C, поскольку уменьшается плотность энергии *доменных стенок* и кол-во *дефектов*, препятствующих их смещению и вращению вектора намагниченности. У ряда сплавов (Fe—Ni, Fe—Si, Fe—Si—Al, Fe—Al, Fe—Co и др.) существуют области составов с малыми K и λ_s или одним из них. Наиб. известны имеющие высокую магн. проницаемость сплавы Fe—Ni, т. н. п е р м а л л о и, преимуществом к-рых является хорошая технологичность, допускающая получение лент толщиной до 0,5 мкм и тем самым возможность расширения частотного диапазона их применения. Разработана также технология закалки из расплава, помогающая решить проблему произ-ва лент и проволок на основе трудно деформируемых сплавов Fe—Si, Fe—Al и др., что существенно повысило число используемых М.-м. м. По этой же технологии осваивается произ-во М.-м. м. с аморфной структурой на основе Fe, Co и Ni, содержащих ок. 20 ат. % элементов из III, IV и V групп *периодической системы элементов* Д. И. Менделеева: B, C, Si, P и др. Благодаря особенностям хим. состава и структуры, аморфные М.-м. м. (см. *Аморфные магнетики*) обладают в ряде случаев уникальным сочетанием магн., электрич., механич. и др. свойств и значительно расширяют номенклатуру М.-м. м. Промышленное произ-во М.-м. м. составляет миллионы тонн, применяются они в разл. отраслях техники в качестве сердечников и полюсных наконечников магнитов, в силовых трансформаторах и электромашинах, импульсных трансформаторах и модуляторах, датчиках и преобразователях, различного рода устройствах СВЧ и др. Этим объясняется большое число марок М.-м. м., выпускаемых в СССР и за рубежом, примеры к-рых приведены в таблице.

Лит.: Преображенский А. А., Бишард Е. Г., Магнитные материалы и элементы, 3 изд., М., 1986; Прецизионные сплавы. Справочник, под ред. Б. В. Молотилова, 2 изд., М., 1983; Золотухин И. В., Физические свойства аморфных металлических материалов, М., 1986.

А. Ф. Прокошин, В. В. Сеснин.

МАГНИТНО-ТВЁРДЫЕ МАТЕРИАЛЫ—ферромагнитные материалы, обладающие высокой *коэрцитивной силой* $H_c \sim 10^3 - 10^6$ А/м (1 А/м=1,26·10^{-2} Э). М.-т. м. с $H_c \sim 10^4 - 10^6$ А/м применяются для *магнитов постоянных*, с $H_c \sim 10^3 - 10^4$ А/м для гистерезисных двигателей и магн. записи. М.-т. м. характеризуются кривой *размагничивания*, определяющей значения H_c и остаточной индукции B_r, и максимальным значением произведения $(BH)_{макс}$ для кривой размагничивания (т. н. энергетическим произведением).

В разл. М.-т. м. природа высоких значений H_c определяется одним из трёх осн. механизмов задержки процессов *перемагничивания* в ферромагнетиках: необратимым вращением намагниченности M_S магн. *доменов*; задержкой образования и (или) роста зародышей перемагничивания (зародышей магн. фазы с иным M_S); закреплением *доменных стенок* на разл. неоднородностях и структурных несовершенствах кристалла.

Так, перемагничивание путём необратимого вращения намагниченности M_S характерно для измельчённых материалов, состоящих из однодоменных частиц (см. *Однодоменные частицы*). Коэрцитивная сила таких частиц может приближаться к значению поля анизотропии материала (см. *Магнитная анизотропия*). Однодоменные частицы могут возникнуть и в массивном образце, напр. при распаде пересыщенных твёрдых растворов.

Высокими значениями H_c обладают и более крупные частицы вещества с равновесной многодоменной структурой, если их кристаллич. структура достаточно совершенна. В таких частицах, если они находятся в состоянии намагниченности насыщения, возникновение зародышей перемагничивания затруднено и осуществляется лишь в больших отрицательных магн. полях, к-рые и определяют в данном случае величину H_c. Этот механизм присущ частицам веществ с большой энергией магн. анизотропии.

Коэрцитивная сила, обусловленная в основном задержкой смещения доменных стенок, характерна для структурно несовершенных материалов: сплавов в неоднофазных состояниях, реализующихся в процессе разл. фазовых превращений; материалов, насыщенных структурными *дефектами*. Наиб. значения H_c в таких материалах достигаются в состояниях с размерами структурных неоднородностей, соизмеримыми с толщиной доменных стенок.

По преобладающему технологич. признаку, обеспечивающему получение высокой H_c, М.-т. м. можно разделить на след. группы.

1. Стали, закаливаемые на мартенсит (см. *Мартенситное превращение*). Они обладают сравнительно невысокой H_c и применяются редко.

2. Недеформируемые литые сплавы типа ални, алнико, тиконал, обладающие широким диапазоном значений магн. характеристик и являющиеся самыми распространёнными материалами для постоянных магнитов. В СССР для них приняты обозначения ЮНД, ЮНДК, ЮНДКТ. Высококоэрцитивное состояние в этих сплавах обусловлено распадом пересыщенного твёрдого раствора и образованием однодоменных частиц. Нек-рые из них подвергают термомагн. обработке для получения высоких значений B_r. Наиб. эффект достигается при термомагн. обработке сплавов со столбчатой кристаллич. *текстурой*, получаемой направленной кристаллизацией.

Основные Магнитно-твёрдые материалы

Материал	Состав, %	Магнитные свойства						Примечание
		H_c		B_r		$(HB)_{макс}$		
		Э	кА/м	Гс	Тл	10^6 Гс·Э	кДж/м^3	
Ални (ЮНД4)	15,5Al; 25Ni; 4Cu; ост. Fe	500	40,0	5000	0,5	0,9	7,2	—
Алнико (ЮНДК24)	9Al; 14Ni; 24Co; 4Cu; 0,3Ti; ост. Fe	550	44,0	12 300	1,23	4,0	32	Термомагн. обработка (ТМО)
Алнико (ЮНДК25БА)	9Al; 15Ni; 25Co; 4Cu; 0,8Nb; ост. Fe	775	62	12 800	1,28	6,6	52,8	ТМО, столбчатая текстура
Тиконал (ЮНДК35Т5БА)	7,6Al; 14Ni; 35Co; 3,5Cu; 5Ti; 0,8Nb; ост. Fe	1560	125	11 200	1,12	12,0	96	То же
Викаллой 2	52Co; 13V; ост. Fe	370—470	29,6—37,6	9000—9500	0,9—0,95	1,0—1,75	8—14	—
Кунифе 2	50Cu; 20Ni; 2,5Co; ост. Fe	260	20,8	7300	0,73	0,35—0,40	2,8—3,2	Анизотропный
Кунико 2	35Cu; 24Ni; 41Co	450	36,0	5300	0,53	0,5	4,0	—
Pt—Co	76Pt; 24Co	4800	384	6400	6,4	9,2	73,6	—
Fe—Co—Cr	63Fe; 25Cr; 12Co	630	50	14 500	1,45	7,7	61	Анизотропный
Mn—Al—C	70Mn; 29,5Al; 0,5C	2700	216	6100	0,61	7,0	56	То же
Бариевый феррит	$BaO \cdot 6Fe_2O_3$	1450	116	4080	4,08	3	24	»
Sm—Co	$SmCo_5$	9500	760	9800	9,8	24	190	»
Sm—Co—Fe—Cu—Zr	$Sm(Co, Fe, Cu, Zr)_8$	10 000	800	12 000	1,2	33	260	»
Nd—Fe—B—Co—Al	$Nd_{15}Fe_{82,6}B_{5,6}Co_{16}Al_1$	11 000	880	13 200	13,2	41	324	»

3. Деформируемые сплавы типа викаллой, кунифе, кунико, сплавы Fe—Co—Cr, Mn—Al—C, а также сплавы на основе благородных металлов: Pt—Co, Pd—Fe, Pt—Fe. Эти сплавы обычно подвергают пластич. деформации в сочетании со структурным старением или упорядочением.

4. М.-т. м., получаемые прессованием порошков с их последующей термообработкой. Различают: металлокерамические, металлопластические М.-т. м., оксидные магниты. Металлокерамич. М.-т. м. получают из металлич. порошков прессованием без связующего материала или спеканием при высокой темп-ре. К металлокерамич. М.-т. м. относятся наиб. эффективные (энергоёмкие) совр. пост. магниты на основе редкоземельных соединений (напр., Sm—Co-магниты, магниты из сплава Nd—Fe—B). Металлопластич. М.-т. м. получают прессованием порошков вместе с изолирующей связкой, полимеризующейся при невысокой темп-ре. Оксидные магниты — бариевый, стронциевый, кобальтовый *ферриты*. Магн. свойства важнейших М.-т. м. приведены в таблице.

Лит.: Вольфарт Э., Магнитно-твердые материалы, пер. с англ., М.—Л., 1963; Преображенский А. А.,

Бишард Е. Г., Магнитные материалы и элементы, 3 изд., М., 1986; Февралева Н. Е., Магнитотвердые материалы и постоянные магниты, К., 1969; Постоянные магниты. Справочник, М., 1971; Luborsky F. E., Livingston J. D., Chin G. X., Magnetic properties of metals and alloys, Ch. 26, в кн.: Physical metallurgy, pt 2, ed. by R. W. Cahn, P. Haasen, Amst.— [a. o.], 1983, p. 1673; Mizoguchi T., Sakai I., Inomata K., Nd—Fe—B—Co—Al based permanent magnets with improved magnetic properties and temperature characteristics, «Appl. Phys. Lett.», 1986, v. 48, p. 1309.

А. С. Ермоленко.

МАГНИ́ТНЫЕ АНОМА́ЛИИ — отклонения в распределении магн. поля на поверхности Земли от поля диполя. М. а. подразделяются на м и р о в ы е, имеющие характерный размер $\sim 10^4$ см и макс. величину до 10^{-5} Тл, и м е с т н ы е М. а., связанные с намагниченностью горных пород и имеющие величину $\sim 10^{-7}$ Тл. Подробнее см. *Земной магнетизм*.

МАГНИ́ТНЫЕ БУ́РИ — особый тип магнитных вариаций магн. поля Земли, связанных с нерегулярными процессами в *солнечном ветре* и на Солнце. Подробнее см. в ст. *Магнитные вариации*.

МАГНИ́ТНЫЕ ВАРИА́ЦИИ — изменения во времени геомагн. поля, обусловленные существованием как внутренних, так и внешних по отношению к поверхности Земли источников магн. поля. М. в. с характерными временами от 10 до ~ 10 тыс. лет, обусловленные процессами в жидком ядре Земли и тесно связанные с механизмом генерации магн. поля Земли (МПЗ), наз. вековыми. М. в. с периодами от секунды до неск. лет обусловлены электрич. токами в *ионосфере* и *магнитосфере Земли*, к-рые тесно связаны с солнечной активностью, а интенсивность и форма этих М. в. зависят от широты, времени года и суток, параметров солнечного ветра. Обычно их делят на спокойные (солнечно-суточные), возмущённые вариации и короткопериодные колебания (КПК).

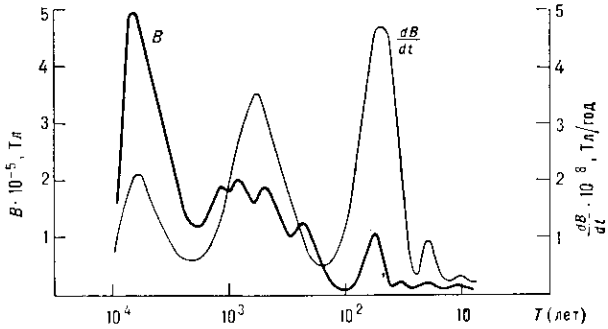


Рис. 1. Схематическое изображение спектра вековых вариаций и скорости годовых изменений геомагнитного поля.

Вековые вариации (ВВ) возникают вследствие движения вещества и волновых процессов в жидком электропроводящем ядре Земли и служат осн. источником информации об электропроводности нижней мантии и ядра, о физ. процессах, приводящих к конвекции вещества, и о механизме генерации магн. поля Земли. На рис. 1 схематически представлен временной спектр вековых магн. вариаций. Амплитуда ВВ достигает 10^{-5} Тл, а макс. характерные времена $\sim 10^4$ лет соответствуют изменению дипольного магн. момента и имеют, т. о., глобальное распространение. Более короткие периоды связаны с изменением геомагн. поля меньших масштабов. Характерные размеры L вариаций, отнесённые к поверхности ядра, и связанные с ними соотношением $T=L^2/D$ характерные времена T приведены в таблице (D — коэф. магн. диффузии).

Характерные параметры вековых магнитных вариаций

T, лет	L, км	$D=L^2/T$
7000	$6\cdot10^3$	$2\cdot10^2$
600	$2\cdot10^3$	$1.5\cdot10^2$
60	$0,6\cdot10^3$	$2\cdot10^2$

Для всех типов вековых магнитных вариаций магн. число Рейнольдса $R_m=vL/D\gg1$, где v — характерная скорость движения вещества в жидком ядре Земли, приводящего к данному типу ВВ. Конвективная природа генерирующих МПЗ движений подтверждается наличием западного дрейфа, к-рый проявляется в наблюдаемом на поверхности Земли движении к западу структурных особенностей МПЗ в приэкваториальных широтах. На рис. 2 представлено распределение вертикальной составляющей геомагн. поля вдоль широтных кругов 50° с. ш. и экватора для эпох с 1500 по наше время с шагом 50 лет. Данные свидетельствуют, что особенности МПЗ в экваториальной области дрейфуют к западу со скоростью $\sim 0{,}2°$ в год. Западный дрейф свидетельствует о перераспределении момента вращения при радиальном конвективном перемещении вещества в ядре. Условие вмороженности магн. поля ($R_m>1$) приводит к вытягиванию магн. силовых линий полоидального МПЗ ($H_п$) и образованию сильного тороидального магн. поля $H_т\sim100\ H_п$. Т. о., вследствие вращения Земли осн. структура конвективных движений близка к осесимметричной. Турбулентные движения нарушают осевую симметрию конвективных движений и снимают запрет на генерацию магн. поля (теорема Каулинга). Наличие иерархически упорядоченного спектра ВВ свидетельствует о турбулентном характере конвекции, к-рая приводит к значит. флуктуациям скорости вещества в поверхностных слоях ядра (см. также *Гидромагнитное динамо*). Поскольку высокая электропроводность нижней мантии обеспечивает наличие сильной эл.-магн. связи в системе мантия — ядро, изменение движений в последнем приводит к перераспределению момента вращения в этой системе, что проявляется в ВВ скорости суточного вращения Земли, определяемого по астрономич. данным. Хорошо известны ВВ скорости суточного вращения Земли с периодом ~ 60 лет и изменением длины суток до 2 миллисекунд. Вследствие турбулентного характера конвекции возникают и ВВ магн. поля с амплитудой $\sim 10^{-6}$ Тл и периодом $\sim 10^2$ лет.

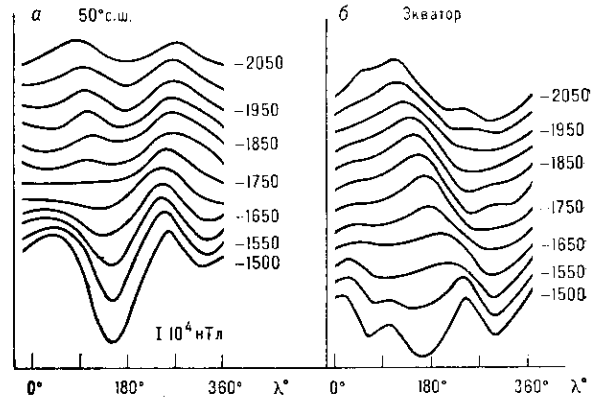


Рис. 2. Западный дрейф структурных особенностей вертикальной составляющей геомагнитного поля вблизи экватора (*б*) и отсутствие дрейфа в средних широтах (*а*).

В ВВ как МПЗ, так и скорости суточного вращения уверенно выделяется составляющая с периодом ~ 20 лет. Предполагают, что эта вариация вызывается распространением *альвеновских волн* вдоль полоидального поля в жидком ядре Земли. Если при скорости $v=H/\sqrt{4\pi\rho}$ в объёме ядра возникает стоячая волна длиной $2R_я$ (ρ — плотность вещества, $R_я$ — радиус ядра Земли) и поперечные перемещения вещества направлены вдоль широтных кругов, то это приводит к крутильным колебаниям поверхностного слоя ядра, к-рые путём эл.-магн. взаимодействия передаются мантии и фик-

сируются как ВВ магн. поля и скорости суточного вращения.

Выделяют магн. вариации с меньшими характерными временами, вплоть до 10 и менее лет, но их амплитуда на поверхности Земли невелика (~5÷20 нТл), что не позволяет идентифицировать их природу. Малая амплитуда этих вариаций связана в значительной мере с высокой электропроводностью нижней мантии Земли, к-рая действует как частотный фильтр, практически не пропуская к поверхности Земли любые изменения магнитного поля, если их характерное время меньше 10 лет.

Спокойные М. в. наблюдаются при отсутствии геоэффективных явлений на Солнце, строго периодичны во времени и обусловлены суточным вращением Земли,

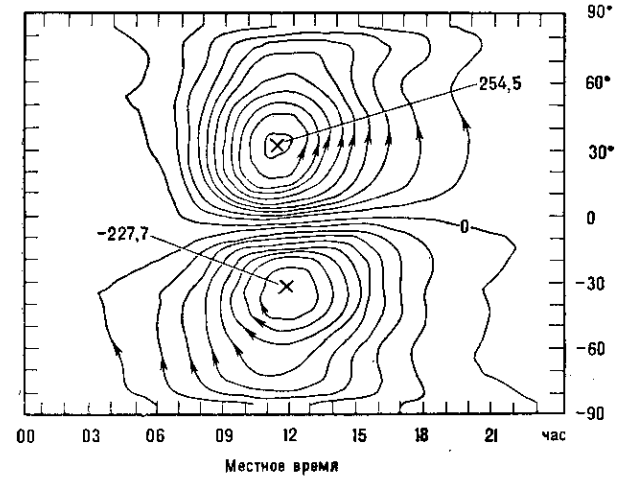


Рис. 3. Система токов в ионосфере, ответственная за вариации геомагнитного поля в период высокой солнечной активности (усреднение за год). Ток между соседними линиями составляет $25 \cdot 10^3$ А. Цифры, относящиеся к крестикам, выражают полный ток в вихрях в тысячах А.

её движением по орбите, расположением Луны по отношению к горизонту (лунными приливами). Спокойные М. в. являются следствием гл. обр. двух процессов: ионосферных ветров и постоянно существующего *солнечного ветра*, к-рый обдувает магнитосферу. Процессы ионизации в верхней атмосфере под воздействием волнового излучения Солнца и разогрев термосферы приводят к возникновению на высотах ионосферы регулярных в пределах солнечных суток крупномасштабных систем ветров, т. е. к движению электропроводящей среды в МПЗ. Происходит генерация на высотах 90—150 км электрич. токов, создающих в средних широтах спокойные солнечносуточные (S_q) вариации (рис. 3) с амплитудой ~50 нТл. На магн. экваторе в дневные часы амплитуда S_q-вариаций может увеличиваться до $2 \cdot 10^2$ нТл (экваториальная электроструя), что связано с анизотропной проводимостью ионосферы в МПЗ.

Изменения условий освещённости при орбитальном движении Земли создают периодич. годовые (сезонные) вариации с амплитудой 5—30 нТл. 11-летние изменения уровня солнечной активности проявляются в циклич. вариациях S_q с амплитудами до 20 нТл. Периодич. лунно-суточные вариации L с амплитудами ~1 нТл в средних широтах и до ~10 нТл на магн. экваторе связаны с движениями в атмосфере в результате лунного притяжения.

Обдувание магнитосферы потоком солнечного ветра приводит к генерации на её границе (магнитопаузе) электрич. токов восточного направления (рис. 4), увеличивающих магн. поле на экваторе в полдень на ~25 нТл. В течение суток на поверхности Земли поле этих токов меняется с амплитудой ~4 нТл. Другим следствием взаимодействия солнечного ветра с геомагн. полем является возникновение крупномасштабной конвекции плазмы внутри магнитосферы, что приводит к генерации в высоких широтах ионосферных токов и М. в. S_q^D с интенсивностью до 10^2 нТл в летний сезон. В результате взаимодействия солнечного ветра и вмороженного в него межпланетного магн. поля (ММП) с геомагн. полем в приполюсной области появляются спокойные солнечно-суточные вариации с макс. концентрацией тока на геомагн. широтах ~80° в дневные часы и с интенсивностью М. в. $\sim 1{,}5 \cdot 10^2$ нТл (полярная электроструя). Направление тока в

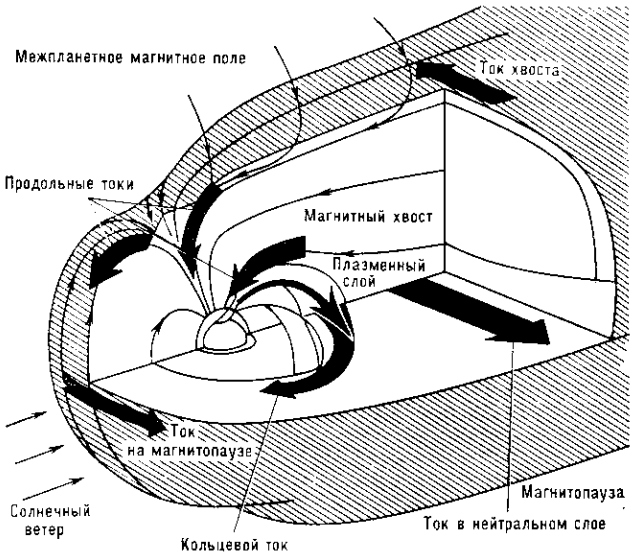


Рис. 4. Схема крупномасштабных электрических токов в магнитосфере, ответственных за наблюдаемые на поверхности Земли вариации геомагнитного поля.

полярной электроструе зависит от ориентации азимутальной компоненты ММП, поэтому наземные измерения направления тока используются для определения направления ММП (от Солнца или к Солнцу).

Возмущённые вариации связаны с нерегулярными процессами в солнечном ветре и на Солнце. В период наиб. активных процессов на Солнце, сопровождаемых солнечными вспышками, происходит выделение 10^{25}—10^{27} Дж энергии за сравнительно короткое время $2 \cdot 10^3$ с. Выделение энергии сопровождается увеличением интенсивности излучения в рентгеновском и УФ-диапазонах длин волн, генерацией ударных волн и выбросом в межпланетную среду облаков плазмы, к-рые могут распространяться даже за пределы земной орбиты. Внезапное усиление рентгеновского и УФ-излучения производит избыточную ионизацию в нижних слоях ионосферы, усиливая токи S_q-вариаций на освещённой полусфере. Вариометрами это регистрируется как импульсное изменение магн. поля на ~10 нТл и длительностью ~30 мин. Подход межпланетной ударной волны, за фронтом к-рой повышены значения плотности и скорости солнечного ветра, приводит к сжатию магнитосферы и усилению электрич. токов на магнитопаузе. Такие импульсные увеличения поля, охватывающие весь земной шар и достигающие на экваторе неск. десятков нТл, наз. внезапными началами (ВН). Иногда ВН являются началом магн. бури.

Магнитная буря состоит из трёх фаз: начальной, главной и восстановления. Продолжительность начальной фазы может быть от 10 мин до 6 и более час; в течение этого времени магн. поле усилено за счёт

увеличения токов на магнитопаузе, но слабо возмущено. Главная фаза магн. бури с продолжительностью от 3 до 20 ч начинается тогда, когда плазменное облако от Солнца достигнет магнитосферы. Эта фаза характеризуется последовательностью взрывообразных процессов, наз. с у б б у р я м и, связанных с вводом в магнитосферу потока энергии и плазмы из межпланетной среды. Из падающего на магнитосферу потока энергии $\sim 10^{13}$ Вт внутрь магнитосферы передаётся 1—5%. Часть энергии поступает непосредственно при взаимодействии солнечного ветра с магн. полем Земли, что приводит к сжатию магнитосферы в подсолнечной точке; часть энергии вместе с веществом проникает внутрь магнитосферы через нейтральные точки, но б. ч. энергии поступает в результате вязкого трения на магнитопаузе и *пересоединения* силовых линий межпланетного и геомагн. полей, что приводит к накоплению магн. энергии в хвосте магнитосферы. Эффективность последнего вида передачи энергии максимальна в периоды с южным направлением ММП, т. е. когда направления МПЗ и ММП антипараллельны. Поток поступающей энергии обычно оценивается как $\varepsilon = H^2 v \sin^4(\theta/2) l_0^2$, где H — напряжённость ММП, v — скорость солнечного ветра, θ — угол между ММП и направлением на зенит, l_0 — масштабный фактор.

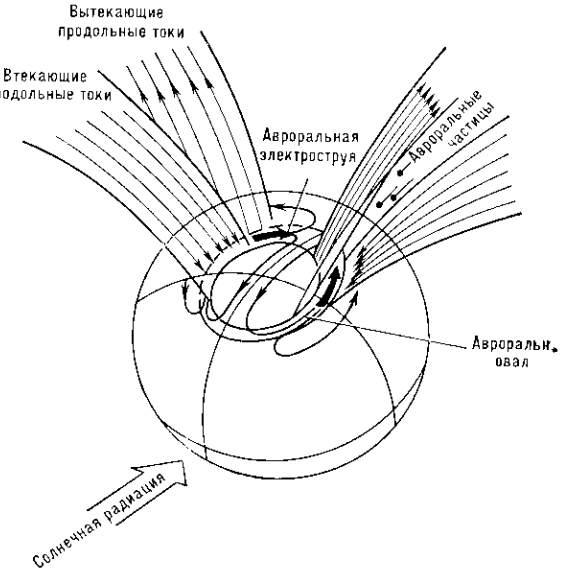


Рис. 5. Системы продольных ионосферных токов в высоких широтах, ответственные за умеренные магнитные возмущения. Токи полярных электроструй замыкаются через ионосферу полярной шапки и приполярных широт.

Во время суббурь в магнитосфере генерируются продольные токи суммарной интенсивностью $(1—2)\cdot 10^6$ А, текущие вдоль магн. силовых линий и связывающие хвост магнитосферы с авроральной зоной ионосферы (рис. 5). Продольные токи замыкаются в ионосфере, образуя вдоль овала полярных сияний интенсивные авроральные электроструи (западную и восточную). Токи электроструй растекаются по ионосфере в приполюсную область и в субавроральные и даже средние широты. Вариации магн. поля на поверхности Земли от таких токов в средних широтах имеют вид бухт (отрезка изрезанной береговой линии) продолжительностью 1—2 ч (продолжительность суббури) и интенсивностью 30—300 нТл в максимуме. Иррегулярные магн. возмущения на поверхности Земли имеют амплитуду от $5\cdot 10^2$ до $3\cdot 10^3$ нТл. Разогретая плазма солнечного ветра, а также ускоренные ионосферные ионы (в основном O^+) с энергиями от 10 до 500 кэВ инжектируются в область замкнутых магн. силовых линий на геоцентрич. расстоянии 3÷7 радиусов Земли, образуя к о л ь ц е в о й т о к. Его магн. эффект на поверхности Земли проявляется в виде уменьшения интенсивности геомагн. поля до 600 нТл на экваториальных широтах. Ф а з а в о с с т а н о в л е н и я продолжительностью от 1 до 5 суток характеризуется возвращением магн. поля к невозмущённому значению из-за затухания кольцевого тока в результате диссипации энергичных ионов, сталкивающихся с нейтральными атомами водорода в геокороне.

Многие суббури связаны с изменением северного направления ММП на южное, приводящим к плавному усилению западной авроральной электроструи с вариацией магн. поля до 10^2 нТл (предварит. фаза, или фаза зарождения суббури) длительностью от 5 до 60 мин. Затем она сменяется импульсным усилением и расширением в широтном направлении авроральной электроструи (фаза развития суббури). Иррегулярные вариации могут достигать неск. тыс. нТл, продолжительность фазы развития $\sim$30 мин. Затем поле восстанавливается до исходного уровня (фаза восстановления суббурь) в течение 1—2 ч. Такие циклы могут повторяться неоднократно в течение магн. бури, накладываясь часто друг на друга. В период суббурь в верхней атмосфере выделяется энергия $\sim 10^{12}$ Вт, как поступающая из солнечного ветра, так и предварительно запасённая в виде магн. энергии в хвосте магнитосферы. Для описания геомагн. возмущений используются международные планетарные индексы, характеризующие разл. составляющие вариаций геомагн. поля или состояние магн. поля. К ним относятся индексы авроральных электроструй (AU, AL, AE), кольцевого тока и токов на магнитопаузе (D_{st}), меры планетарной геомагн. активности (K_p, aa, a_p, A_p). Эти индексы применяются не только в геомагнетизме, но и в др. разделах солнечно-земной физики.

Короткопериодные колебания — микропульсации МПЗ с периодами от 0,2 до 500 с и амплитудами от 0,1 до 50 нТл. Они существуют как в спокойные, так и в возмущённые периоды. КПК есть следствие разл. типов ультранизкочастотных эл.-магн. волн, генерирующихся в магнитосфере, ионосфере или проникающих в магнитосферу из солнечного ветра. Периоды продолжительных достаточно гармонических колебаний (P_c) определяются как параметрами межпланетной среды, так и резонансными свойствами магнитосферы, иррегулярные пульсации (P_i) являются характерным признаком начала суббури.

Изучение М. в. разных типов на поверхности Земли позволяет исследовать процессы генерации МПЗ, параметры вещества в её глубоких недрах, проводить диагностику параметров солнечного ветра, состояния эл.-магн. поля в магнитосфере. М. в. могут служить для оценки радиац. безопасности в ближнем космосе. Оказалось, что потоки энергии проникающей радиации тесно связаны с изменениями магн. поля на поверхности Земли. Отдельные типы КПК воздействуют на биол. системы, в т. ч. и на человеческий организм.

Лит.: А к а с о ф у С. И., Ч е п м е н С., Солнечно-земная физика, пер. с англ., ч. 1—2, М., 1974—75; Я н о в с к и й Б. М., Земной магнетизм, Л., 1978.

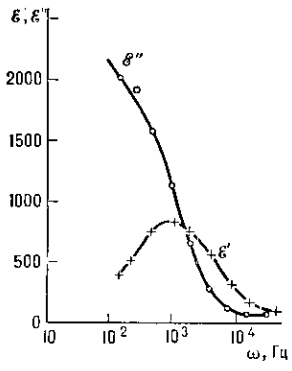
В. И. Головков, Я. И. Фельдштейн.

МАГНИ́ТНЫЕ ДИЭЛЕ́КТРИКИ — магнитоупорядоченные вещества (ферро-, ферри- и антиферромагнетики), обладающие очень низкой электропроводностью. Представителями их являются нек-рые *ферриты* со структурой шпинели: $MgFe_2O_4$, $Mn_{0,5}Zn_{0,5}Fe_2O_3$, $NiFe_2O_4$ и др., имеющие при комнатной темп-ре ($T = 300$ К) уд. электропроводность $\sigma_{300} \sim 10^{-2}$—$10^{-5}$ Ом$^{-1}\cdot$см$^{-1}$. Монокристаллы этих ферритов обладают меньшими значениями σ_{300}. Ещё меньшей проводимостью обладают ферриты со структурой *граната*; напр., кристалл $Y_3Fe_5O_{12}$ имеет $\sigma_{300} \sim 10^{-12}$—$10^{-14}$ Ом$^{-1}\cdot$см$^{-1}$. Антиферромагн. соединения: MnO, NiO, CoO имеют $\sigma \sim 10^{-10}$—10^{-12} Ом$^{-1}\cdot$см$^{-1}$. Электропроводность практически полностью отсутствует у

антиферромагнитных соединений типа галогенидов переходных металлов (MnF_2, $KMnF_3$, $BaMnF_4$, $MnCl_2$).

Ферриты-шпинели и феррит-гранат иттрия используются в СВЧ-технике и электротехнике как магн. материалы с малыми потерями на вихревые токи. Величина σ сильно возрастает при появлении в окисных соединениях разновалентных катионов (гл. обр. Fe^{2+} и Fe^{3+}), что вызывается отклонением от стехиометрич. состава, наличием вакансий, примесных ионов и др. Особенно это характерно для ферритов-шпинелей; между ионами Fe^{2+} и Fe^{3+}, находящимися в одинаковых кристаллографич. узлах (обычно октаэдрических), возникают перескоки электронов с иона на ион, вследствие чего проводимость резко возрастает (прыжковая проводимость) и ферриты-шпинели становятся *магнитными полупроводниками*. В случае ферритов-гранатов отклонения от стехиометрич. состава меньше, и поэтому их проводимость обычно сохраняется низкой. Их следует считать диэлектриками.

Характерной особенностью окисных М. д. является



Зависимости ε′ и ε′′ от частоты, электрического поля для одного из Ni—Zn ферритов-шпинелей.

то, что в них помимо обычных механизмов поляризации *диэлектриков* (электронного и ионного и ориентационного) возникает дополнительный макроскопич. механизм поляризации, обусловленный скоплением электрич. зарядов на границах кристаллич. зёрен, вакансиях и др. дефектах. Этот механизм особенно сильно проявляется в поликристаллич. окислах. Он обуславливает большую величину статич. (или низкочастотной) диэлектрич. проницаемости ε (вплоть до 10^5). Однако при частотах СВЧ-диапазона ε снижается до неск. единиц, соответствующих электронной и ионной поляризациям (рис.). При изучении М. д. обычно производят измерения частотной зависимости действительной ε′ и мнимой ε″ частей $\varepsilon=\varepsilon'+i\varepsilon''$. Каждому механизму поляризации соответствует нек-рая критич. частота $\omega_{кр}$, выше к-рой поляризация уже не успевает следовать за быстрыми изменениями электрич. поля. Это приводит к убыванию ε′ и увеличению ε″, т. е. к увеличению *диэлектрических потерь*.

Нек-рые окисные соединения, обладающие антиферромагнетизмом, одновременно являются сегнетоэлектриками, однако их темп-ры Кюри обычно не совпадают. М. д. иногда наз. также спрессованные ферромагн. порошки (железа, магнетита и др.) с к.-л. диэлектриком (парафином, смолой и др.). Т. к. в таких материалах не возникают вихревые токи, они получили нек-рое применение в технике, но с открытием ферритов утратили своё значение.

Лит.: Яковлев Ю. М., Генделев С. Ш., Монокристаллы ферритов в радиоэлектронике, М., 1975; Крупичка С., Физика ферритов и родственных им магнитных окислов, пер. с нем., т. 2, М., 1976. *К. П. Белов.*

МАГНИТНЫЕ ЖИДКОСТИ — ультрадисперсные устойчивые коллоиды ферро- или ферримагнитных *однодоменных частиц*, диспергированных в разл. жидкостях и совершающих интенсивное броуновское движение. *Магнитная проницаемость* μ таких коллоидов достигает ~10, тогда как у обычных жидкостей $\mu\ll1$. Намагниченность насыщения концентрированных М. ж. может достигать ~100 Гс (~100 кА/м) в магн. полях ~1 кЭ (~80 кА/м), при этом их вязкость может быть сравнима с вязкостью воды. Иногда М. ж. наз. относительно устойчивые суспензии магн. частиц размером ~0,1—10 мкм, однако действительно стабильными являются именно ультрадисперсные коллоиды частиц диам. d_0~0,01 мкм.

Равновесное распределение концентрации коллоидных частиц в зависимости от высоты h в поле силы тяжести описывается *барометрической формулой*. Концентрация частиц экспоненциально убывает в $e\approx2{,}718$ раз на характерной высоте $h_0=kT/(\rho_1-\rho_2)gV_0$, где V_0 — ср. объём частиц, ρ_1 — плотность твёрдой фазы — дисперсной среды, ρ_2 — плотность жидкости — дисперсионной среды, g — ускорение силы тяжести. Обычно h_0~10 см при комнатной темп-ре ($T=293$ К) и при $V_0\sim10^{-18}$ см³, т. е. когда d_0~0,01 мкм (~10 нм). Для агрегативной устойчивости, т. е. для предотвращения слипания частиц, в коллоид вводят стабилизатор — поверхностно-активное вещество (ПАВ). Обычно ПАВ состоит из полярных органич. молекул длиной 1,5—2 нм, создающих на поверхности частиц адсорбционно-сольватные защитные слои, препятствующие сближению и слипанию частиц под действием межмолекулярных сил (близкодействующих сил притяжения). Одним из наиб. распространённых ПАВ является олеиновая к-та $C_8H_{17}CH{=}CH(CH_2)_7CO{-}O^-H^+$, к-рая своей полярной «головкой» O^-H^+ притягивается к поверхности твёрдой фазы, образуя на ней плотный молекулярный слой толщиной $\delta\approx2$ нм. В *неполярных* дисперсионных средах (масло, керосин, додекан, октан и т. д.) гибкие неполярные концы ПАВ, сродственные жидкости-носителю, направлены от частицы к жидкости (рис. 1, *а*). Устойчивость диспергированных частиц в *полярной* жидкости, напр. в воде, обусловлена характерным расположением двух слоёв ПАВ: сродственные полярной жидкости-носителю полярные «головки» второго слоя ПАВ направлены от частицы к жидкости (рис. 1, *б*).

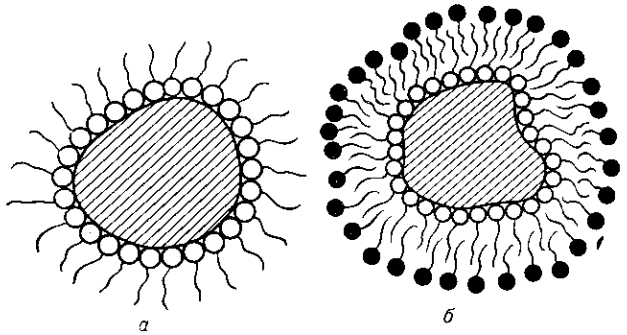


Рис. 1, *а* — коллоидная частица в неполярной жидкости с адсорбированным на ней слоем ПАВ — олеиновой кислоты; *б* — коллоидная частица в полярной жидкости (в воде), окружённая слоями олеиновой кислоты и олеата натрия, растворимого в воде.

Величина магн. восприимчивости М. ж. возрастает при увеличении размера магн. частиц и их объёмной концентрации C в коллоиде. Оказывается, что размер частиц d_0~10 нм оптимален потому, что это — наибольший размер, при к-ром частицы ещё не слипаются (не агрегируют) из-за магн. *диполь-дипольного взаимодействия* при комнатных темп-рах (слипанию препятствует тепловое движение частиц). Действительно, обычно ср. магн. момент частиц $m_0\approx2\cdot10^{-16}$ Гс·см³, если их объём $V_0\approx0{,}5\cdot10^{-18}$ см³ и спонтанная намагниченность $M_s\approx0{,}5\cdot10^3$ Гс. Поэтому ср. энергия магн. дипольдипольного взаимодействия между соседними частицами $\sim m_0^2/r_0^3$ не превышает энергии их теплового движения $\sim kT$ при комнатной темп-ре, когда d_0~10 нм и ср. расстояние между центрами частиц $r_0=d_0+2\delta$. Макс. концентрация C_0 магн. вещества в коллоиде зависит от отношения δ/d_0 и от распределения частиц по размерам. Если бы все частицы были одинаковыми шарами с диам. d_0, то при их плотной гексагональной или гранецентрированной кубической упаковке значение

$C_0=(\pi/3\sqrt{2})\,[d_0/(d_0+2\delta)]^3$ составило бы $\approx 0{,}27$ при $d_0=10$ нм и $\delta=2$ нм. Обычно в М. ж. частицы имеют разные размеры и их можно упаковать более плотно. Концентрация магн. фазы в М. ж. может достигать более 0,3, но, как правило, у магн. коллоидов $C\approx 0{,}1-0{,}2$, а вязкость близка к вязкости воды.

В качестве дисперсной среды обычно используют магнетит, железо, кобальт, ферриты-шпинели, а в качестве дисперсионной среды — воду, углеводородные и кремнийоргапич. жидкости. Существуют М. ж. на основе вакуумного, трансформаторного, вазелинового масла и т. д. Для создания электропроводных М. ж. используют такие жидкости, как ртуть или эвтектич. сплав индий — галлий — олово (ингас), в к-рых диспергируют частицы Fe, Ni, Co, стабилизированные оловом, висмутом, литием. Наиб. распространены М. ж. на основе магнетита (Fe_3O_4), диспергированного в керосине и стабилизированного олеиновой к-той. При концентрации магнетита в коллоиде $C\approx 0{,}1-0{,}2$ его намагниченность насыщения $M_s\approx 30-60$ Гс, $\mu\approx 5$, а динамич. вязкость $\eta\approx 10^{-2}$ г·см$^{-1}$·с$^{-1}$ сравнима с вязкостью воды. Ниже рассмотрены осн. физ. свойства этой М. ж. Ф-ция распределения её частиц по размерам имеет колоколообразную форму со средней шириной ~ 10 нм. Столь малые частички при комнатной темп-ре движутся с тепловыми скоростями $v_T\sim 10^2$ см·с$^{-1}$ и характерное время, за к-рое частичка изменяет направление движения, составляет $t\sim\rho_1 V_0/3\pi\eta d_0\sim 10^{-10}$ с. За это время частица перемещается на расстояние $\sim 0{,}1$ нм. Совершая быстрое хаотич. движение с «шагом» $\sim 0{,}1$ нм, частица медленно диффундирует, продвигаясь в среднем на расстояние $(2Dt)^{1/2}$ за время t, где $D=kT/3\pi\eta d_0$ — коэф. диффузии. За 1 мкс частица смещается на расстояние ~ 10 нм, т. е. на свой размер. Беспорядочное вращение частиц таково, что они поворачиваются на угол ~ 1 рад за время броуновского вращения $\tau_Б\sim\pi(d_0+2\delta)^3\eta/2kT\sim 1$ мкс при $\eta\approx$ $\approx 10^{-2}$ г·см$^{-1}$·с$^{-1}$. Магн. момент малой частицы хаотически переориентируется относительно её кристаллографич. направлений из-за тепловых флуктуаций с характерным временем неелевской релаксации $\tau_Н\sim$ $\sim\tau_0\exp\sigma$, где $\sigma=K_1V/kT\approx 1$, K_1 — эффективная энергия *магнитной анизотропии* частицы (для магнетитовых коллоидных частиц $K_1\sim 10^5$ эрг·см^3), $\tau_0\sim 10^{-9}$ с — характерное время ларморовской прецессии магн. момента частицы. Такие частицы наз. с у п е р п а р а м а г н и т н ы м и, т. к. их магн. момент, составляющий $\sim 10^4$ атомных моментов, свободно флуктуирует, как в парамагнетике (см. *Суперпарамагнетизм*). Суперпарамагн. восприимчивость $\chi_{суп}$ в М. ж. при комнатной темп-ре в $\sim 10^4$ раз превышает восприимчивость обычных жидкостей и описывается зависимостью $\chi_{суп}=$ $=M_s m_0 C/3k(T-\theta)$, или $\chi_{суп}=m_0^2 C/[V_0\cdot 3k(T-\theta)]$, где $M_s=480$ Гс — спонтанная намагниченность магнетита, $m_0=M_sV_0$, $\theta\approx 200$ К — парамагнитная темп-ра Кюри, к-рая зависит от концентрации C. Восприимчивость $\chi_{суп}$ возрастает по *Кюри — Вейса закону* при понижении темп-ры T, однако это увеличение происходит не беспредельно и при нек-рой темп-ре T_g наблюдается резкий излом зависимости $\chi(T)$ (особенно отчётливый в концентрированных М. ж. при низких частотах ν и малых амплитудах H перем. магн. поля). Излом размывается и смещается при увеличении частоты или амплитуды внеш. поля (рис. 2). Темп-ра излома зависимости $\chi(T)$ стремится к пост. величине при $\nu\to 0$. Эта величина не связана с темп-рами затвердевания жидкостей-носителей, а зависит от концентрации C магн. вещества М. ж. Напр., значение T_g возрастает от 200 до 330 К при увеличении C от 0,01 до 0,32 в М. ж. магнетит — керосин — олеиновая к-та.

Темп-ра T_g соответствует к о о п е р а т и в н о м у *магнитному фазовому переходу* в системе взаимодействующих магн. диполей — однодоменных коллоидных частиц, к-рые при понижении темп-ры образуют хаотич. структуру из сложным образом перепутанных и разветвлённых дипольных цепочек. Такой структурированный коллоид является уже не жидким золем, а упругим гелем, хотя пределы упругости и прочности такого геля невелики. Так, при $T>T_g$ М. ж. являются жидкими суперпарамагнетиками, а при $T<T_g$ переходят в неупорядоченное гелеобразное состояние, называемое д и п о л ь н ы м с т е к л о м. Магн. свойства дипольных стёкол аналогичны магн. свойствам *спиновых стёкол* — обширному классу неупорядоченных твёрдых магнетиков (см. *Аморфные магнетики*).

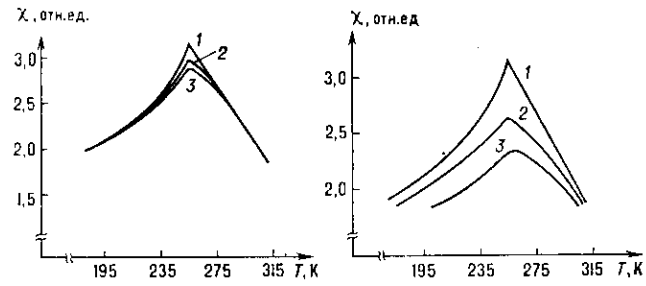


Рис. 2. Температурные зависимости $\chi(T)$ восприимчивости магнитного коллоида на основе магнетита, керосина и олеиновой кислоты с $C=0{,}2$; *а* — при частоте $\nu=5$ Гц и амплитудах переменного магнитного поля: 0,03 Э (1); 0,03 Э (2); 3 Э (3); *б* — при амплитуде 0,03 Э и частотах: 5 Гц (1), 15 Гц (2), 175 Гц (3).

Релаксация намагниченности $M(t)$ неупорядоченных магнетиков, в т. ч. и М. ж., не описывается экспоненциальной зависимостью от времени t с к.-л. определ. временем релаксации τ. В первом приближении намагниченность релаксирует по закону $\sim t^{-\alpha}$, где $\alpha\sim 0{,}01-1$ и зависит от темп-ры, величины и длительности намагничивания, а также от магн. предыстории, если $T<T_g$. Поэтому частотные зависимости действительной χ' и мнимой χ'' частей комплексной магн. восприимчивости $\chi=\chi'+i\chi''$ не описываются простыми ф-лами Дебая: $\chi''/\chi'\sim\nu$ при $\nu\ll 1/\tau$.

В концентрир. М. ж. отношение χ''/χ' велико в широком диапазоне частот и слабо зависит от ν, составляя $\sim 10^{-1}-10^{-2}$ при $\nu\sim 1-10^{10}$ Гц даже в суперпарамагн. области темп-р. В области $T<T_g$ это отношение вообще не убывает при $\nu\to 0$, по крайней мере до частот ~ 1 Гц. В связи с этим М. ж. сильно поглощают эл.-магн. волны даже при низких по сравнению с $1/\tau_Б$ и $1/\tau_Н$ частотах, что связано с диполь-дипольным взаимодействием между однодоменными частицами в коллоиде.

В суперпарамагн. области кривая $M(H)$ намагничивания М. ж. хорошо описывается *Ланжевена функцией* $L(x)=\mathrm{cth}\,x-1/x$, где $x=mH/kT$, если учесть распределение частиц по размерам и усреднить по этому распределению. При $H<100$ Э, когда при комнатных темп-рах $x\ll 1$, из зависимости $M(H)\approx(C/V_0)\overline{m^2}H/3kT$ по наклону кривой M/H можно определить величину ср. квадрата магн. момента коллоидных частиц. При $H>10^3$ Э, когда $M(H)\approx M_sC(1-kT/m_0H)$, можно определить величину ср. магн. момента частиц. Зная спонтанную намагниченность M_s частиц, можно определить их ср. объём $V_0\approx m_0/M_s$, значение к-рого обычно хорошо согласуется с данными электронной микроскопии.

Спонтанная намагниченность магнетика, из к-рого приготовлен коллоид, тоже зависит от темп-ры, и эта зависимость наиб. заметна вблизи *Кюри точки* T_C этого магнетика. Нагревая М. ж. выше T_C, можно существенно уменьшить её магн. восприимчивость, что лежит в основе явления термомагн. конвекции. Слои М. ж. с $T<T_C$ обладают большей магн. восприимчивостью и втягиваются в области с большей напряжённостью магн. поля, вытесняя более нагретые слои (с

$T>T_C$). Так возникает термомагн. конвекция, к-рая по интенсивности может во много раз превосходить обычную гравитац. конвекцию, причём величину и направление этой конвекции можно изменять при помощи магн. поля. Термомагн. конвекцию можно использовать для увеличения теплообмена в силовых трансформаторах, применяя М. ж. на основе трансформаторного масла, а также в тепловых машинах (т. н. тепловых насосах), утилизирующих низкопотенц. тепло окружающей среды.

Притяжение М. ж. к магниту используется во мн. устройствах. Сила магн. притяжения, действующая на единичный объём М. ж., равна произведению её намагниченности на градиент магн. поля и направлена вдоль этого градиента. На 1 см³ стандартной М. ж. на основе магнетита с $C=0{,}2$ в поле $H=3$ кЭ при градиенте ~ 1 кЭ·см$^{-1}$ действует сила $\approx 0{,}05$ кГ, т. е. сила, в 50 раз превышающая вес 1 см³ жидкости. Поэтому немагн. тела легко всплывают в М. ж., помещённой в магн. поле с градиентом вдоль направления силы тяжести. Это обстоятельство используют при создании сепараторов цветных металлов и др. немагн. материалов.

На основе М. ж. создают смазки, удерживаемые магн. полем в зоне контакта трущихся поверхностей, герметичные подшипники скольжения, подвижные вакуумные уплотнения, удерживающие перепад давлений в неск. атмосфер. М. ж. применяют в робототехнике, в переключающих устройствах и клапанах, управляемых магн. полем, а также в громкоговорителях для улучшения их амплитудно-частотной характеристики.

В электрич. или магн. полях М. ж. становятся подобными одноосным кристаллам. Они проявляют анизотропию тепло- и электропроводности, вязкости, а также анизотропию оптич. свойств: двулучепреломление, дихроизм, анизотропию рассеяния. Эти эффекты связаны с ориентацией вдоль внеш. магн. поля $\boldsymbol{H}$ или электрич. поля $\boldsymbol{E}$ несферич. коллоидных частиц, а также с их выстраиванием в плотные цепочки, направленные вдоль поля. Характерные значения электрич. и магн. полей, при к-рых становятся существенными ориентац. эффекты, можно оценить, приравнивая электростатич. или магнитостатич. энергии для частицы ср. размера к энергии её теплового движения: $m_0H_0\approx kT$ или $V_0E_0^2\approx kT$. Отсюда можно получить $H_0\approx kT/m_0\approx 10^2$ Э и $E_0\approx (kT/V_0)^{1/2}\approx 3\cdot 10^4$ В·см$^{-1}$.

Величины электро- и магнитооптич. эффектов в М. ж. на 6 порядков превосходят аналогичные величины в обычных жидкостях, т. к. объём коллоидных частиц в 10^6 раз превышает объём молекул. В скрещенных электрич. и магн. полях М. ж. подобны двуосному кристаллу, в к-ром *оптическую анизотропию* можно изменять как по величине, так и по направлению. При определ. соотношении между $\boldsymbol{H}$ и $\boldsymbol{E}$, направленных перпендикулярно друг к другу, наблюдается эффект компенсации оптич. анизотропии. Это происходит при $H/E\sim H_0/E_0\approx 3\cdot 10^{-3}$ Э·В$^{-1}$ см. Эффект компенсации оптич. анизотропии используют для визуализации и измерения электростатич. полей (измеряют компенсирующие магн. поля). Для визуализации магн. полей можно использовать скрещенные *поляроиды* с помещённым между ними слоем М. ж. Магн. коллоиды используют для визуализации *доменных стенок* в ферромагнетиках, а также для наблюдения скрытых *дефектов* в непрозрачных магн. материалах.

Изучаются возможности применения М. ж. в медицине для направленного транспорта лекарств, герметизации повреждённых участков внутр. органов, создания локальной гипертермии и т. д.

Лит.: Шлиомис М. И., Магнитные жидкости, «УФН», 1974, т. 112, с. 427; Баштовой В. Г., Берковский Б. М., Вислович А. Н., Введение в термомеханику магнитных жидкостей, М., 1985; Неравновесные процессы в магнитных суспензиях. Сб., под ред. М. И. Шлиомиса, Свердловск, 1986; Берковский Б. М., Медведев В. Ф., Краков М. С., Магнитные жидкости, М., 1989.

А. А. Минаков.

МАГНИ́ТНЫЕ ЗЕРКАЛА́ — области повышенной напряжённости магн. поля, в к-рых происходит отражение частицы (изменение направления движения на обратное) вследствие адиабатич. инвариантности её магн. момента. Подробнее см. *Открытые ловушки*, *Магнитные ловушки*.

МАГНИ́ТНЫЕ ЛИ́НЗЫ — определённые конфигурации магн. полей, обладающих симметрией, для фокусировки пучков заряж. частиц (электронов, ионов). Подробнее см. *Электронные линзы*.

МАГНИ́ТНЫЕ ЛОВУ́ШКИ — конфигурации магн. поля, способные длительное время удерживать заряж. частицы или плазму в ограниченном объёме. Естеств. М. л. является, напр., магн. поле Земли, захватившее плазму *солнечного ветра* и удерживающее её в виде радиац. поясов Земли. Искусств. М. л. используют в исследованиях по УТС.

Магн. поле может удерживать заряж. частицы как в поперечном, так и в продольном направлении по отношению к вектору магн. индукции $\boldsymbol{B}$. Оба эти свойства порознь либо одновременно используют в М. л.

Поперечное удержание частиц. Возможность создания М. л. основана на особенностях движения заряж. частиц в магн. поле. На частицу с зарядом e и скоростью $\boldsymbol{v}$ действует сила Лоренца $\boldsymbol{F}=e(\boldsymbol{E}+[\boldsymbol{vB}])$ (в СИ), где $\boldsymbol{E}$ — электрич. поле. В сильном магн. поле частица движется вдоль магн. силовой линии со скоростью $v_\parallel=(\boldsymbol{vB})/B$, совершая при этом быстрое вращение по ларморовской окружности радиуса $r_B=mv_\perp/eB$ с угловой частотой $\boldsymbol{\omega}_B=-e\boldsymbol{B}/m$ (m — масса частицы, $v_\perp$ — составляющая скорости, перпендикулярная полю). Частицы могут удерживаться в поперечном (относительно $\boldsymbol{B}$) направлении, если ларморовский радиус r_B мал по сравнению с поперечным размером a М. л.: $r_B\ll a$. При этом условии плазму можно рассматривать как газ заряж. «ларморовских кружков», совершающих быстрое движение с газокинетич. скоростью $v_\parallel$ лишь вдоль магн. силовых линий. Помимо быстрого продольного движения ларморовские кружки могут совершать также относительно медленный поперечный электрич. дрейф с одинаковой для всех частиц скоростью $\boldsymbol{v}_E=[\boldsymbol{EB}]/B^2$, а также градиентный и центробежный со скоростью $\boldsymbol{v}_{\text{р}}=mv_\perp^2[\boldsymbol{B}\nabla B]/2eB^3$ и $\boldsymbol{v}_{\text{ц}}=mv_\parallel^2[\boldsymbol{B}(\boldsymbol{B}\nabla)\boldsymbol{B}]/eB^4$ соответственно (см. *Дрейф заряженных частиц*). В области без тока $\operatorname{rot}\boldsymbol{B}=0$, $(\boldsymbol{B}\nabla)\boldsymbol{B}=B\cdot\nabla B$ и направления градиентного и центробежного дрейфов совпадают. Конфигурация магн. поля должна быть выбрана так, чтобы ни поперечные дрейфы, ни продольное движение не выводили осн. массу частиц плазмы из М. л. Это соответствует выполнению условия равновесия плазмы в М. л. Выбор магн. конфигурации, способной удерживать плазму, ограничен необходимостью подавления возникающих в плазме неустойчивостей, а также условиями малости диффузии и теплопроводности в поперечном направлении.

Продольное удержание частиц. В продольном направлении на ларморовский кружок, представляющий собой круговой ток с магн. моментом $\boldsymbol{M}_1=-mv_\perp^2\boldsymbol{B}/2|B|^2$, действует сила $\boldsymbol{F}_1=\boldsymbol{M}_1\nabla B$, приводящая к отражению с достаточно большим значением *адиабатического инварианта* $M_1=mv_\perp^2/2B$ от областей повышенной напряжённости магн. поля (т. н. магн. пробок, магн. зеркал). На этом принципе основаны открытые магн. ловушки (рис. 1), к их числу относится и магн. конфигурация, создаваемая дипольным магн. полем Земли.

Из законов сохранения магн. момента и сохранения энергии следует, что при движении частицы из области миним. B, где компоненты скорости равны $v_{\parallel 0}$ и $v_{\perp 0}$, поперечная составляющая кинетич. энергии растёт с

ростом B за счёт убыли продольной. В точке отражения при $B=B_{макс}$ имеем: $v_{\parallel}=0$, $v_{\perp}^2=v_{\perp 0}^2 B_{макс}/B_{мин}=v_{\parallel 0}^2+v_{\perp 0}^2$. Из этого соотношения следует, что магн. пробка отражает не все частицы, а только такие, ско-

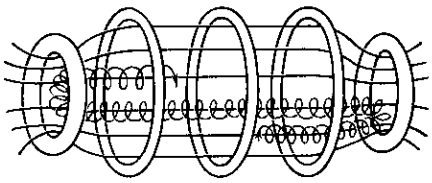


Рис. 1. Траектория заряженной частицы в ловушке с магн. пробками. Помимо отражения частица испытывает градиентный дрейф, направленный по азимуту.

рость к-рых меньше определяемой соотношением: $v_{\parallel 0}/v_{\perp 0}<\sqrt{(B_{макс}-B_{мин})/B_{мин}}$. Для таких частиц в центральной части ловушки $\sin\theta_0>(B_{мин}/B_{макс})^{1/2}$; все остальные частицы с углом $\theta=\arcsin(v_{\perp}/v)$ меньше $[\arcsin(B_{мин}/B_{макс})]^{1/2}$ попадают в «запретный конус», конус потерь, и вылетают из М. л. (т. н. пролётные частицы). Т. о., в открытых М. л. распределение удерживаемых частиц по скоростям анизотропное, термодинамически неравновесное. Непрерывный переход запертых между магн. пробками частиц в конус потерь под влиянием соударений или вследствие развития микронеустойчивостей плазмы делает эффективность простой открытой М. л. низкой для УТС. Для улучшения удержания плазмы в открытых М. л. предложено неск. их модификаций — амбиполярные М. л., ловушки с гофрированным полем, газодинамич. М. л., стабилизированные осесимметричные амбиполярные ловушки (см. *Открытые ловушки*).

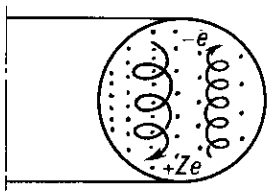


Рис. 2. Дрейф частиц в тороидальном магнитном поле.

Другой способ избежать продольных потерь — замкнуть М. л. в тор. Однако простейшая система такого типа с чисто тороидальным магн. полем, создаваемым напр., в осесимметричном тороидальном соленоиде, не может выполнять ф-цию М. л. Тороидальное магн. поле, согласно интегральному условию $\oint \boldsymbol{Bdl}=\mu_0 F_e$ (F_e — суммарный полоидальный ток в соленоиде, μ_0 — магн. постоянная), неоднородно: $B_{\varphi}=\mu_0 F_e/2\pi r$. Его градиент направлен по радиусу к главной оси тора (ось z цилиндрич. системы координат r, φ, z). Согласно приведённым выше формулам для $v_{гр}$ и $v_{ц}$, заряж.

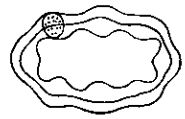


Рис. 3. Тороидальная ловушка — замкнутый гофрированный тор.

частицы дрейфуют вдоль оси z со скоростью $v_z=m(v_{\parallel}^2+v_{\perp}^2/2)/erB$ (тороидальный дрейф) и уходят на стенки камеры (рис. 2). Один из путей преодоления тороидального дрейфа — сделать тороидальное магн. поле гофрированным (рис. 3). Получающаяся конфигурация выглядит как последоват. соединение неск. ловушек с пробками. При достаточно сильной неоднородности магн. поля дрейф происходит вокруг оси ловушек и траектории пролётных ларморовских кружков, приобретая винтообразную форму, могут стать ограниченными. Гофрированные М. л. имеют, однако, ряд недостатков: сильную чувствительность к возмущениям магн. поля, сложность стабилизации плазмы, повышенную диффузию; поэтому они не получили большого распространения.

Широко используются тороидальные М. л., в к-рых магн. силовые линии сами навиваются на замкнутые магн. поверхности, образующие систему вложенных друг в друга торов. Такая система образуется, напр., вокруг кольцевого проводника с током, расположенного вдоль магн. силовых линий тороидального соленоида. Соответствующая М. л., левитрон (рис. 4), в к-рой

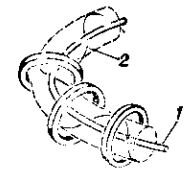


Рис. 4. Схема левитрона: *1* — кольцо с током внутри тороидального соленоида; *2* — магнитная силовая линия; при многократном обходе тора она заполняет тороидальную магнитную поверхность.

кольцо из сверхпроводника с током само подвешено на магн. подушке, была осуществлена в нек-рых лабораториях в 60-е гг. Более удобными оказались М. л., в к-рых кольцевой ток, создающий вращательное преобразование магн. силовых линий, возбуждается в самой плазме. К ним относится токамак (рис. 5, *а*) — наиб. разработанная система для магн. удержания плазмы, а также пинч с обращённым магн. полем и его предельная модификация — сферомак.

Вращат. преобразование магн. силовых линий может быть осуществлено и без возбуждения в плазме тороидального тока в М. л., наз. *стеллараторами*. Возможны два способа создания вращат. преобразования без продольного тока в плазме — вывод оси соленоида из плоскости (стелларатор с пространств. осью) и наложение на соленоид винтовых проводников с током [обычный стелларатор и его модификации — торсатрон (рис. 5, *б*), гелиотрон и др.]. Главное преимущество стеллараторов перед токамаками — возможность стационарной работы без затраты энергии на генерацию тока в плазме, их недостаток — громоздкость конструкции.

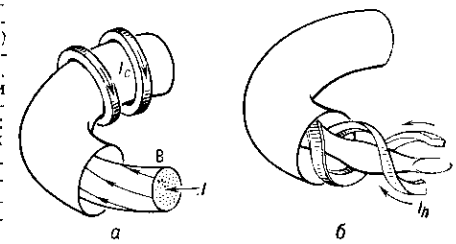


Рис. 5. Тороидальная магнитная ловушка: *а*) токамак; *б*) стелларатор - торсатрон. Короткие стрелки показывают направление токов: I_c — в витках тороидального поля; I_h — в винтовых витках; I — в плазме токамака.

К М. л. относят также компактный тор — сжатый к главной оси тора тороидальный пинч. Обычно он создаётся с помощью θ-пинча наращиванием продольного магн. поля, противоположного по направлению первоначальному, сохраняющемуся в плазме. В плазме возникает цилиндрич. токовый слой, к-рый, сжимаясь как к оси, так и в продольном направлении, образует компактный плазменный тор. Компактный тор с тороидальным магн. полем внутри плазмы представляет собой упомянутый выше сферомак.

Удержание плазмы. От особенностей движения заряж. частиц в М. л., имеющего весьма сложный характер, зависит ряд внутр. свойств плазмы, таких, как возникновение кинетич. неустойчивостей, величины коэф. переноса и др. Но они не существенно влияют на макроскопич. характеристики плазмы — её форму и распределение в пространстве. При макроскопич. описании удержания плазмы в М. л. вводят газокинетич. давление плазмы — продольное $p_{\parallel}=\sum mN<v_{\parallel}^2>$ и поперечное $p_{\perp}=\frac{1}{2}\sum mN<v_{\perp}^2>$, а также намагниченность $\boldsymbol{M}=N<\boldsymbol{M}_1>$. Здесь суммирование производится по сортам зарядов (частиц), N — плотность частиц данного сорта, угловые скобки означают усреднение по скоростям. Средняя плотность тока, текущего в плазме, $\boldsymbol{j}=\boldsymbol{j}_{д}+\boldsymbol{j}_{м}$, где $\boldsymbol{j}_{д}=\sum eN<\boldsymbol{v}_{др}+\boldsymbol{v}_{\parallel}>$ — ток, вы-

зываемый движением ларморовских кружков, а $j_м = \mathrm{rot}\, M = -\mathrm{rot}\,(p_\perp B/B^2)$ — неоднородностью их расположения (ток намагничения). Выраженная через $p_\perp$ и $p_\parallel$ плотность тока вместе с ур-нием баланса сил $N < F_1 >$ и гидростатич. давления, действующих на единицу объёма газа ларморовских кружков, составляют совместно с ур-ниями Максвелла систему ур-ний равновесия. В М. л. с длительностью удержания частиц, превышающей ср. время между столкновениями частиц, ф-ция распределения по скоростям и соответственно давление плазмы изотропны ($p_\parallel = p_\perp = p$). В этом случае система ур-ний равновесия принимает сугубо гидродинамич. вид:

$$\nabla p = [jB]; \quad \mathrm{rot}\, B = \mu_0 j; \quad \mathrm{div}\, B = 0.$$

Из первого ур-ния этой системы следует, что магн. силовые линии и линии плотности тока лежат на поверхностях пост. давления ($B\nabla p = 0$, $j\nabla p = 0$), совпадающих с магн. поверхностями. Ввиду непрерывности магн. силовых линий (условие $\mathrm{div}\, B = 0$) они могут быть только тороидальными (в топологич. смысле), вложенными друг в друга (при монотонном профиле давления).

Ур-ния равновесия определяют «первичный» диамагн. ток $j_\perp = [B\nabla p]/B^2$, связанный с градиентом давления плазмы. Его дивергенция $\mathrm{div}\, j_\perp = [B\nabla p]\nabla (1/B^2)$ служит источником продольного знакоперем. «вторичного» тока, наз. в тороидальных М. л. током Пфирша — Шлютера, а в открытых ловушках — током Ступакова. Вторичные токи вызывают искажение магн. системы и приводят к ограничению равновесного давления плазмы, а также к ухудшению её термоизоляции.

Любой диссипативный процесс в плазме приводит к её диффузии поперёк магн. поля. Усиление диффузии по сравнению с классической, скорость u к-рой определяется условием поддержания равновесного тока $j_\perp$ за счёт движения в магн. поле среды (плазмы) с проводимостью σ: $[B\nabla p]/B^2 = \sigma[uB]$, происходит как за счёт необходимости поддержания вторичных токов, так и (в случае редких столкновений) за счёт большого отклонения дрейфовых орбит запертых частиц от магн. поверхностей (неоклассич. диффузия). Сильно аномальная диффузия объясняется обычно дрейфом частиц в эл.-магн. поле, флуктуирующем из-за микронеустойчивостей плазмы.

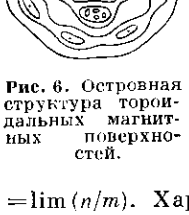


Рис. 6. Островная структура тороидальных магнитных поверхностей.

Тороидальные М. л. представляют собой наиб. обширный и важный класс систем для магн. удержания плазмы. Важнейшая их характеристика — вращательное преобразование — определяется как предел отношения числа обходов n магнитной силовой линии по азимуту к числу обходов m вдоль тора: $\chi = \lim_{n,\, m\to\infty} (n/m)$. Характерной особенностью тороидальных М. л. является топологич. неустойчивость «рациональных» магн. поверхностей, у к-рых χ выражается рациональным числом $\chi = n_0/m_0$ и силовые линии замкнуты. Под влиянием винтовых «резонансных» возмущений магн. поля с m_0 и n_0 числами периодов в полоидальном и тороидальном направлениях рациональная магн. поверхность как бы расщепляется, образуя «островную» структуру магн. поверхностей в сечении тора (рис. 6). Динамика магн. островов при наличии плазмы, их взаимодействие при изменении параметров системы, сопровождающееся процессом *пересоединения* магн. силовых линий в высокопроводящей среде,— наиб. сложный и интересный физ. процесс в тороидальных М. л. При определ. условиях он может приводить к полному разрушению равновесной конфигурации в токамаке.

Качество М. л. характеризуют предельным значением параметра $\beta = 2\mu_0 \overline{p}/B^2$, при к-ром возможно макроскопически устойчивое удержание плазмы. Для термоядерного реактора необходимы значения $\beta \sim 5 \div 10\%$.

Равновесное состояние в тороидальной М. л. «по малому радиусу» описывается ур-нием баланса давлений (интегр. следствие ур-ний равновесия), к-рое для плазменного цилиндра радиуса a имеет вид

$$\overline{p} + \overline{B_t^2}/2\mu_0 = B_t^2(a)/2\mu_0 + B_p^2(a)/2\mu_0,$$

где B_t — продольное (тороидальное), а B_p — полоидальное магн. поле, $B_p(a) = \mu_0/2\pi r$, черта означает усреднение по сечению. Кроме равновесия по малому радиусу в тороидальных М. л. должно выполняться условие равновесия по большому радиусу. В системах с током баллонное растяжение тороидального плазменного шнура уравновешивают силой взаимодействия тороидального тока с внешним, поперечным к плоскости тора магн. полем. В стеллараторах удерживающим является эффективное полоидальное поле от винтовых обмоток, взаимодействующее с токами Пфирша — Шлютера. И в том, и в другом случае давление плазмы приводит к смещению по большому радиусу внутр. магн. поверхностей относительно наружных.

Макроскопич. устойчивость плазмы в тороидальных М. л. зависит от профиля $\chi(V)$ или обратной величины $q(V)$, от величины и знака т. н. шира магн. силовых линий $s = Vq'(V)/q$ и относительной глубины «средней магн. ямы» $w = VW'(V)/W$, где $W = 2p + < B^2 > /\mu_0$. Здесь V — объём, ограниченный данной магн. поверхностью, играющий роль малого радиуса в системах со сложной формой сечения плазмы. В тороидальных М. л. средняя магн. яма, согласно преобразованному уравнению равновесия $\nabla_\perp (2p + B^2/\mu_0) = 2B^2 k/\mu_0$, связана с кривизной $k = (B/B)\nabla (B/B)$ магн. силовой линии. В цилиндре, где магн. поверхности выпуклые, $k_r = -B_p^2/rB^2 < 0$ и магн. ямы нет. В тороидальной геометрии при $B_t \gg B_p$ (рис. 7, *а*) б. ч. магн. силовой линии может находиться

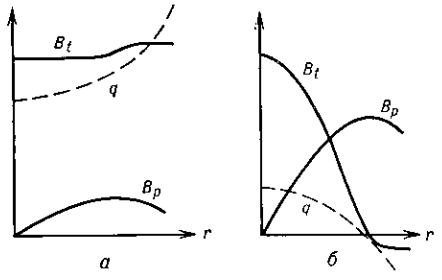


Рис. 7. Распределение магнитного поля по радиусу: *а*) в токамаке; *б*) в пинче с обращённым магнитным полем.

на вогнутой внутр. части поверхности тора и привести к благоприятному для устойчивости условию $W > 0$. К этому эффекту приводит создание D-образной или «бобообразной» формы сечения магн. поверхностей.

В М. л., образуемых с помощью тока, возбуждаемого в плазме, плазма может быть устойчива в двух случаях: 1) при достаточно сильном тороидальном магн. поле $B_t \gg B_p$ и монотонно растущей от оси ф-ции $q(V)$ (система токамак); 2) при умеренном тороидальном поле $B_t \sim B_p$, и монотонном убывании $q(V)$ от $q(0) \sim a/R$ на оси плазменного шнура до перехода его на краю через нуль, чтобы всюду удовлетворялось важное для устойчивости условие $s \neq 0$ (система пинч с обращённым полем, рис. 7, *б*). Как токамак, так и пинч с обращённым полем представляют пример самоорганизующихся систем. Необходимые для устойчивости профили устанавливаются и поддерживаются при определ. внеш. условиях автоматически за счёт внутр. неконтро-

лируемых процессов перезамыкания магн. силовых линий при отклонении профиля $q(V)$ от оптимального, соответствующего минимуму энергии системы. В токамаке предельное β может превышать 5%, в пинче с обращённым полем — в неск. раз выше. В стеллараторных системах расчётное значение β может достигать



Рис. 8. Магнитная ловушка «дракон» — комбинация ловушек с пробочной геометрией и тороидальной системы.

10%. Имеется возможность его увеличить введением прямолинейных участков с пониженным магн. полем при спец. выборе замыкающих элементов, не допускающих перетекания вторичных токов на прямые участки (система «дракон», рис. 8).

Лит.: Арцимович Л. А., Замкнутые плазменные конфигурации, М., 1969; Лукьянов С. Ю., Горячая плазма и управляемый ядерный синтез, М., 1975; Волков Е. Д., Супруненко В. А., Шишкин А. А., Стелларатор, К., 1983.

В. Д. Шафранов.

МАГНИ́ТНЫЕ МАТЕРИА́ЛЫ — вещества, обладающие при темп-рах ниже темп-ры магн. упорядочения самопроизвольной намагниченностью, обусловленной параллельной ориентацией атомных магн. моментов (*ферромагнетики* при темп-ре ниже *Кюри точки* T_C) или антипараллельной ориентацией различных по величине суммарных моментов *магнитных подрешёток* (*ферримагнетики* при темп-рах ниже *Нееля точки* T_N). Вид магн. упорядочения и значения T_C и T_N определяются знаком и величиной обменного интеграла (см. *Обменное взаимодействие*). Представителями ферромагнетиков являются Fe, Co, Ni, Gd, Dy и нек-рые др. редкоземельные металлы (РЗМ), а также их сплавы и соединения; нек-рые сплавы и соединения Mn, Cr, U. К типичным представителям ферримагнетиков относятся *ферриты* — двойные оксиды переходных металлов со структурой шпинели ($NiFe_2O_4$ и др.), со структурой граната ($Gd_3Fe_5O_{12}$ и др.), с гексагональной структурой ($BaFe_{12}O_{19}$ и др.). К ним же принадлежат известный с древнейших времён магнетит Fe_3O_4, а также нек-рые сплавы, напр. $GdFe_2$, $MnGe_2$.

К осн. характеристикам М. м. относятся: T_C, T_N, намагниченность насыщения M_S, магнитокристаллографич. анизотропия (константы K_1 и K_2), *магнитострикция* λ_S. Эти свойства в основном определяются хим. составом М. м. Др. свойства — кривая *намагничивания* $M(H)$, *коэрцитивная сила* H_c, *магнитная проницаемость* μ, остаточная намагниченность M_r — существенно зависят от *магнитной атомной структуры*, в частности от её дефектности. По характеру кристаллич. структуры осн. часть М. м. является поликристаллами; применяют М. м. в виде монокристаллов и *магнитных плёнок*; всё шире используют *аморфные магнетики*. Существуют также *магнитные жидкости*, создаваемые путём коллоидного диспергирования очень мелких частиц М. м.

По комплексу магн. свойств М. м. подразделяются на *магнитно-мягкие материалы* и *магнитно-твёрдые материалы*. Для первых характерны малая величина H_c и большая μ, для вторых — большие значения H_c и M_r. Специфика применения М. м. в технике определяется общей совокупностью их свойств. В этой связи из осн. групп М. м. выделяют *магнитострикционные материалы*, термомагнитные материалы, М. м. для СВЧ, магн. материалы с *цилиндрическими магнитными доменами*, плёнки с большой плотностью записи информации и др. Области применения М. м. чрезвычайно разнообразны. Осн. масса их используется в электротехнике — трансформаторные и динамные стали для магнитопроводов в трансформаторах, электрогенераторах и моторах, дросселях и накопителях. Детали из М. м. используются при создании сильных и компактных источников постоянного магн. поля, миниатюрных электромоторов, в аппаратуре связи, радиолокации, магн. записи, вычислит. технике и др.

Лит.: Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971; Мишин Д. Д., Магнитные материалы, М., 1981; Прецизионные сплавы. Справочник, под ред. Б. В. Молотилова, 2 изд., М., 1983.

А. Ф. Прокошин.

МАГНИ́ТНЫЕ ПОВЕ́РХНОСТНЫЕ У́РОВНИ — квантовые энергетич. уровни электронов проводимости, движущихся в проводнике вблизи его поверхности под действием параллельного ей постоянного магн. поля. Для возникновения М. п. у. необходимы: большая длина свободного пробега электронов и большая вероятность их зеркального отражения при столкновении с поверхностью проводника. Выполнение этих условий достигается при гелиевых темп-рах (4,2 К) в очень чистых монокристаллах проводников, имеющих оптически гладкую поверхность.

Квазиклассич. картина явления состоит в следующем. М. п. у. возникают в проводнике для электронов, фермиевская скорость v_F к-рых почти параллельна поверхности образца. В пространстве импульсов эти



Рис. 1, *а* — траектория электрона, «скачущего» внутри проводника по его поверхности под действием силы Лоренца, создаваемой магнитным полем; *б* — траектория «скачущего» электрона в импульсном пространстве; показано сечение поверхности Ферми плоскостью рисунка; О — опорная точка.

электроны находятся на *ферми-поверхности* в малой окрестности её т. н. опорной точки O, в к-рой v_F точно параллельна поверхности образца. Маги. поле, воздействуя на электроны этой группы силой Лоренца, удерживает их у поверхности образца. В этих условиях электроны движутся по дугам малой кривизны, возвращаясь к поверхности образца и зеркально отражаясь от неё. Тем самым электроны совершают периодич. движение (электроны «скачут» по поверхности, рис. 1, *а*), к-рое должно быть квантовано. Разрешёнными оказываются орбиты, для к-рых маги. поток через сегмент, образуемый дугой траектории и поверхностью образца, равен

$$\Phi = (n + {}^1/_4)\, ch/e, \qquad (1)$$

где $n=1, 2, \ldots$, e — элементарный заряд. В импульсном пространстве движению по скачущим орбитам соответствует движение по замкнутой орбите на поверхности Ферми в малой окрестности точки O (рис. 1, *б*), к-рое квантуется.

Квантовое рассмотрение движения электронов приводит к выражению для значений магн. поля H_{nk}, при к-рых имеют место максимумы резонансного поглощения эл.-маги. поля частоты ν:

$$H_{nk} = \frac{4\sqrt{2\hbar}\,c}{3e}\,\nu^{3/2}\left(\frac{R}{v_F^3}\right)^{1/2}(n^{2/3} - k^{2/3})^{-3/2}. \qquad (2)$$

Здесь n, $k=1, 2, 3, \ldots$; $n_1 = n + {}^1/_4$; $k_1 = k + {}^1/_4$; R — радиус кривизны орбиты электронов в точке O.

Экспериментально существование М. п. у. обнаруживается как осцилляции (с амплитудой $\leqslant 0{,}1\%$) полного поверхностного сопротивления проводника ($\nu \sim 10$—100 ГГц) в зависимости от магн. поля, изменяющегося в пределах 0,1—100 Э (рис. 2). М. п. у. изучались на монокристаллах Sn, Bi, In, Cd, Al, Cu [1, 2]. Природа осцилляции аналогична эффекту де Гааза — ван Альфена (см. *Квантовые осцилляции* в магнитном поле). Вычисленные по ф-ле (2) и по известным параметрам поверхности Ферми Bi значения H_{nk} точно совпадают с измеренными максимумами реактивного поверхностного сопротивления образца Bi [3—5].

Ф-ла (2) верна для образцов с плоской поверхностью; если же образец имеет цилиндрич. поверхность, то спектр H_{nk} изменяется. Наблюдается смещение и уширение линий спектра [6]. К изменению ширины и амплитуды линий приводит также изменение состояния поверхности образца (полировка, травление и др.).

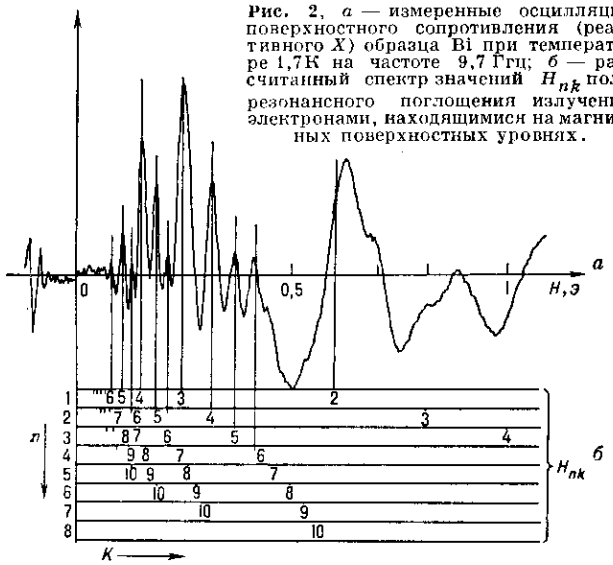


Рис. 2. *а* — измеренные осцилляции поверхностного сопротивления (реактивного X) образца Bi при температуре 1,7К на частоте 9,7 Ггц; *б* — рассчитанный спектр значений H_{nk} поля резонансного поглощения излучения электронами, находящимися на магнитных поверхностных уровнях.

В образце *сверхпроводника* первого рода в магн. поле, меньшем критического, существует лишь один М. п. у. нормальных электронов. Положение и ширина единств. линии поглощения определяется характером проникновения магн. поля в поверхностный слой сверхпроводника [7].

Исследование М. п. у. даёт возможность измерять параметры поверхности Ферми, изучать распределение магн. поля в поверхностном слое проводника и характер взаимодействия электронов с его поверхностью.

Лит.: 1) Хайкин М. С., Осцилляторная зависимость поверхностного сопротивления металла от слабого магнитного поля, «ЖЭТФ», 1960, т. 39, с. 212; 2) его же, Магнитные поверхностные уровни, «УФН», 1968, т. 96, с. 409; 3) Электроны проводимости, под ред. М. И. Каганова, В. С. Эдельмана, М., 1985; 4) Абрикосов А. А., Основы теории металлов, М., 1987; 5) Nee T.-W., Prange R. E., Quantum spectroskopy of the low field oscillations of the surface impedance, «Phys. Lett.», 1967, v. 25 A, p. 582; 6) Doezema R. E., Koch J. F., Strom U., Bound electron states at curved surface, «Phys. Rev.», 1969, v 182, p. 717; 7) Koch J. F., Pincus P. A., Microwave absorption by magnetic-field-induced surface states in superconductors, «Phys. Rev. Lett.», 1967, v. 19, p. 1044. *М. С. Хайкин.*

МАГНИ́ТНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ́ — вещества, к-рые сочетают в себе полупроводниковый тип электропроводимости с магн. упорядочением. Среди М. п. имеются материалы с разл. типами магн. упорядочения — ферромагнитным, антиферромагнитным, геликоидальным и т. д. (см. *Магнитная атомная структура*). К этому классу веществ относятся также нек-рые *спиновые стёкла*.

Температура магнитных фазных переходов у М. п. лежит, как правило, в диапазоне гелиевых (4,2К) и азотных (~77,4 К) темп-р, хотя известны материалы с точкой Кюри T_C~300 К (напр., $Cu_xCr_2Se_{4-y}Br_z$). Наиб. изученными являются М. п. типа EuX, где X — O, S, Se, Te, и соединения со структурой шпинели типа ACr_2X_4, где A — Cu, Cd, Zn, Hg, Fe, Co; X—S, Se, Te (см. табл.).

Характеристики магнитных полупроводников

Соединение	Тип магн. упорядочения	Кристаллич. структура	Постоянная решётки, Å	T_C, К
$CdCr_2S_4$	ФМ	шпинель	10,24	84,5
$CdCrSe_4$	ФМ	»	10,75	130
$HgCr_2Se_4$	ФМ	»	10,75	106
$CuCr_2Se_3Br_2$	ФМ	»	10,4	274
$ZnCr_2Se_4$	ГАФ	»	—	20
$HgCr_2S_4$	ГАФ	»	—	60
$ZnCr_2S_4$	СФ	»	—	18
EuO	ФМ	NaCl	5,141	67
EuS	ФМ	»	5,468	16
EuSe	АФМ	»	6,135	4,6
EuTe	АФМ	»	6,598	9,6

Примечание. ФМ — ферромагнетик; АФМ — антиферромагнетик; ГАФ — геликоидальный антиферромагнетик; СФ — слабый ферромагнетик.

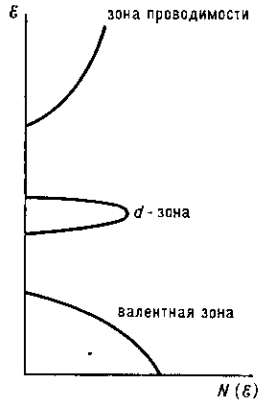


Рис. 1. Зонная структура магнитных полупроводников.

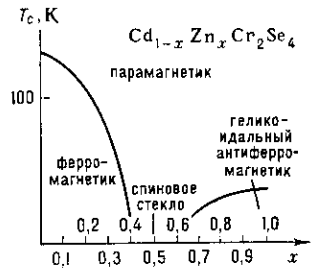


Рис. 2. Фазовая диаграмма магнитного полупроводника $Cd_{1-x}Zn_xCr_2Se_4$.

Электронный спектр М. п. определяется 2 разнородными подсистемами — подвижными носителями заряда (электронами проводимости и дырками) и более локализованными электронами атомов переходных (или редкоземельных) металлов, содержащих недостроенные *d*- или *f*-оболочки. Ввиду этого электронный спектр М. п. не может быть описан (даже в нулевом приближении) простейшей двухзонной моделью (см. *Полупроводники*) и включает в себя, как правило, третью, т. н. *d*- или *f*-зону (рис. 1).

М. п. характеризуется, как правило, наличием т. н. непрямого *обменного взаимодействия* между *d*- или *f*-ионами. В решётке М. п. магн. ионы (для определённости *d*-ионы) разделены немагнитными и поэтому волновые ф-ции *d*-электронов не перекрываются. Прямое обменное взаимодействие между ними отсутствует. Однако возникает непрямое взаимодействие, обусловленное тем, что волновые ф-ции магн. ионов перекрываются через волновые ф-ции немагн. ионов. Непрямой обмен приводит к заметному изменению магн. свойств М. п. при легировании. Так, при замещении в ферромагн. М. п. $CdCr_2Se_4$ атомов Cd на атомы Zn вначале происходит уменьшение T_C, а затем ферромагн. упорядочение меняется на геликоидальное антиферромагнитное, причём этот переход происходит через состояние спинового стекла (рис. 2). Легирование $CdCr_2Se_4$ примесью In (донор) или Ag (акцептор) уменьшает или увеличивает T_C.

Кроме обменного взаимодействия между парамагнитными ионами через неподвижные немагнитные ионы в М. п. может иметь место обменное взаимодействие через подвижные носители заряда. Взаимодействие между подвижными носителями заряда и малоподвижными *d*-электронами приводит к зависимости электрич. свойств от магн. состояния М. п. и, наоборот, магн. свойств от концентрации носителей заряда в М. п. Так, в М. п. наблюдаются резкие (на неск. порядков) скачки проводимости при изменении темп-ры T, резкое изменение T_C при изменении концентрации носителей в ходе легирования, резкие скачки *магнетосопротивления*, аномально большое отрицат. магнетосопротивление вблизи точки Кюри T_C.

Подвижность носителей в М. п. невелика по сравнению с обычными *полупроводниками*. Она лимитируется дополнит. механизмом рассеяния на неоднородностях и флуктуациях намагниченности (см. *Рассеяние носителей заряда* в твердом теле). Определение эффективной массы носителей с помощью эффекта Холла затруднено, т. к. из-за спонтанной намагниченности велик вклад

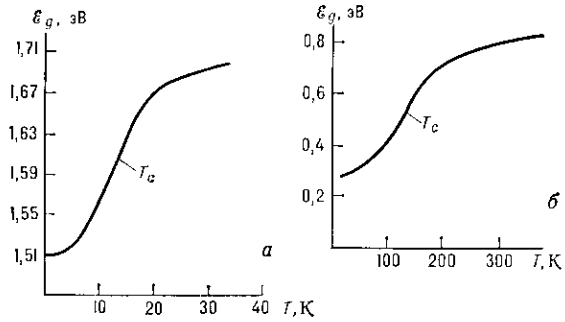


Рис. 3. Температурная зависимость края оптического поглощения в EuS (*а*) и $HgCr_2Se_4$ (*б*); $\mathcal{E}_g$ — ширина запрещённой зоны.

аномальной составляющей (см. *Холла эффект*, *Гальваномагнитные явления*). Кроме того, наличие электрон-магнонного взаимодействия в М. п. приводит к изменению величины затухания *спиновых волн* в М. п. при пропускании тока.

Характерной особенностью М. п. является т. н. гигантское красное смещение края оптич. поглощения при изменении темп-ры. Так, у $HgCr_2Se_4$ край поглощения сдвигается от 0,8 до 0,3 эВ при понижении T от 300 до 4 К (рис. 3). Пек-рым М. п. свойственны явления фотомагнетизма (изменение магн. свойств при освещении). Так, в $CdCr_2Se_4$ при освещении изменяются магн. проницаемость, коэрцитивная сила, вид скачков Баркгаузена.

Многие особенности М. п., в частности аномалии кинетич. характеристик, иногда объясняют исходя из теоретич. предсказания существования в М. п. ф е р р о н о в — областей, в к-рых концентрация электронов проводимости и магн. момент отличаются от средних по кристаллу. Такие области могут быть, в частности, локализованы на примесях, вакансиях и др. дефектах. Наличие дефектов существенно влияет также на магнитокристаллич. анизотропию М. п. Так, чистый М. п. $CdCr_2Se_4$ практически изотропен, но при легировании и отжиге, к-рые меняют число примесей и вакансий, становится анизотропным, причём направление осей анизотропии и её степень можно изменять, меняя кол-во и тип примесей и вакансий.

Необычные свойства М. п. делают их перспективными для создания ячеек памяти, для термомагн. и фотомагн. записи, для вращения плоскости поляризации эл.-маги. излучения, в частности в диапазоне СВЧ. На М. п. реализованы *p—n-переходы*, *Шоттки барьеры* и др. структуры.

Лит.: Метфессель З., Маттис Д., Магнитные полупроводники, пер. с англ., М., 1972; Магнитные полупроводники шпинели типа $CdCr_2Se_4$, под ред. С. И. Радауцана, Кишинев, 1978; Нагаев Э. Л., Физика магнитных полупроводников, М., 1979; Магнитные полупроводники — халькогенидные шпинели, М., 1981; Магнитные полупроводники, под ред. В. Г. Веселаго, М., 1982. *В. Г. Веселаго.*

МАГНИ́ТНЫЕ ПОЛЯ́ БИОЛОГИ́ЧЕСКИХ ОБЪЕ́КТОВ (б и о м а г н е т и з м). Жизнедеятельность любого организма сопровождается протеканием внутри него очень слабых электрич. токов — биотоков (они возникают как следствие электрич. активности клеток, гл. обр. мышечных и нервных). Биотоки порождают магн. поле с индукцией 10^{-14}—10^{-11} Тл (рис. 1), выходящее и за пределы организма. Его наз. б и о м а г н и т н ы м. Измерение биомагн. поля и получение на этой основе информации о генерирующих его биотоках составляют метод и предмет возникшего в 70-х гг. 20 в. направления исследований, получившего наименование «биомагнетизм», в отличие от м а г н и т о б и о л о г и и, изучающей воздействие магн. поля на живые организмы.

Уверенное измерение слабых биомагнитных полей стало возможным прежде всего благодаря изобретению в 60-х гг. прибора, получившего название *сквид*. Чувствительность сквид-магнитометра к магнитному полю на два порядка выше, чем у лучших несверхпроводящих *магнитометров*, и достигает 10^{-14} Тл·Гц$^{-1/2}$. Чувствительным к магнитному полю элементом сквид-магнитометра служит петля из сверхпроводника, расположенная на дне дьюара с жидким гелием и индуктивно связанная с собственно сквидом, также работающим при «гелиевой» темп-ре (с обнаружением в 1986 *оксидных высокотемпературных сверхпроводников* появилась принципиальная возможность создания «азотных» сквидов, работающих при темп-ре 77 К).



Рис. 1. Место биомагнитных сигналов человека в шкале магнитных полей. Указаны характерные уровни помех и частотные диапазоны сигналов.

Регистрация биомагн. полей по аналогии с электрографич. методами (кардиографией, энцефалографией и т. п.) наз. б и о м а г н и т о г р а ф и е й. Магнитография и электрография дают разную информацию о токах в организме, поэтому они — не конкурирующие, а дополняющие друг друга методы исследования. К достоинствам биомагнитографии можно отнести: 1) возможность измерять квазипостоянные сигналы, к-рые на электрограммах особенно часто маскируются из-за электрич. проводимости кожи; 2) бесконтактность и, в частности, возможность перемещать магн. датчик для точной локации (определения местонахождения) источника биотоковой активности; 3) возможность детектировать магн. включения в организме, а при наличии внеш. поля измерять магн. восприимчивость органов и тканей.

Магнитография уже применялась для исследования сердца, плода, скелетных мышц, глаза, сетчатки глаза, мозга, магнитных загрязнений лёгких, постоянных токов в коже человека и т. д. Большинство этих исследований возможны только в условиях тщательного экранирования от «шумовых» магнитных полей самой различной природы (см. *Магнитное экранирование*).

Наиб. сильные электрич. и магн. поля в организме порождает сердце. Сигналы, записываемые на электрокардиограмме (ЭКГ), можно представить как следствие вращения в пространстве переменного по величине электрич. диполя, расположенного в центре сердца. Аналогичная модель применима и при магнитокардиографических (МКГ) исследованиях. Величина магн. момента человеческого сердца в максимуме составляет ок. 0,8 мкА·м^2. Более полное представление об электрической активности сердца даёт карта распределения магн. поля по поверхности грудной клетки. Преимущества МКГ перед ЭКГ иллюстрирует рис. 2.

В исследованиях МКГ имеется направление, близкое по содержанию к нейромагнетизму (см. ниже), заклю-

чающееся в детальном изучении временны́х интервалов между пиками, отражающими работу сердечной мышцы. На этих «спокойных» участках при большем усилении можно различить слабые сигналы («МКГ высокого разрешения»), сопровождающие распространение электроимпульсов по нервным путям, управляющим работой сердечной мышцы.



Рис. 2. Сравнение МКГ и ЭКГ плода в теле беременной женщины. На МКГ хорошо различим сердечный ритм плода (*F*), в то время как на ЭКГ превалируют сигналы сердца матери (*M*).

Сигнал, сравнимый по силе с магнитокардиографическим, дают скелетные мышцы человека.

Если в организме имеются ферромагн. частицы, то они создают постоянные магн. поля, к-рые могут быть сильнее даже магн. полей сердца. Вполне заметное (для сквид-магнитометра) магн. поле порождается, напр., частицами железа в лёгких сварщика или крупинками жести, попавшими в желудок вместе с консервированными продуктами.

Обнаружено, что нек-рые организмы сами по себе содержат кристаллы магнетита (Fe_3O_4) с размерами ок. 0,1 мкм — это пчёлы, голуби, ряд бактерий, есть сообщения о наличии таких частиц у дельфинов. Кристаллы Fe_3O_4 имеют удлинённую форму и расположены вблизи чувствит. нервных окончаний, реакция к-рых на поворот кристаллов относительно магн. поля Земли может объяснить навигац. способности указанных живых существ.

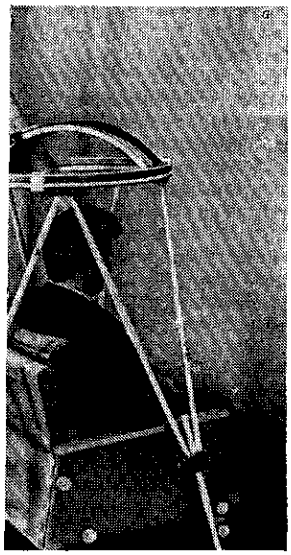
Если миниатюрный, но сильный пост. магнитик, напр. из $SmCo_5$ или $Nd_2Fe_{14}B$, прикрепить к к.-л. подвижному органу, то по колебаниям магн. поля вне органа, измеренным с помощью сквид-магнитометра, можно судить о работе органа. Подобные эксперименты уже осуществлены для глаза и для барабанной перепонки.

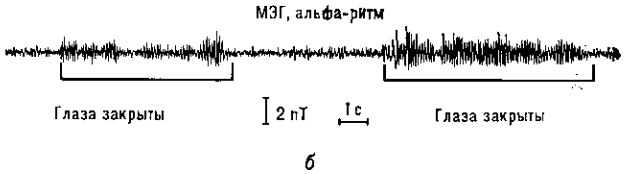
Магнитоокулограммой (МОГ) называют сигнал (его величина до 20 пТл), возникающий при движении глаз: между разл. слоями сетчатки имеется довольно высокая разность потенциалов (до 10 мВ), порождающая пост. биотоки глаза, к-рые и генерируют МОГ-поле. Сигналы магниторетинограммы (МРГ) существенно слабее (до 0,1 пТл), они определяются изменением разности потенциалов на сетчатке глаза при её возбуждении светом.

Самые слабые биомагн. поля, создаваемые организмом человека, порождаются активностью нервной системы, в т. ч. головного мозга. Изучение этих сигналов, в силу их информативности и важности, выделяют из биомагнетизма в особый раздел — нейромагнетизм. Уже первые магнитоэнцефалографические (МЭГ) исследования обнаружили заметное различие магн. и электрич. (электроэнцефалографических, ЭЭГ) данных. МЭГ-методы принципиально отличаются от ЭЭГ-методов тем, что датчики, фиксирующие магн. поля, не требуют крепления к голове, и поэтому их можно перемещать на требуемое расстояние (рис. 3, *а*). Пространств. распределение и временна́я зависимость МЭГ-сигналов прямо отражают внутр. биоэлектрич. активность мозга, практически не искажённую влиянием черепа и скальпа (как в случае ЭЭГ-сигналов).

Наиб. сильные сигналы, порождаемые человеческим мозгом, связаны с его спонтанной ритмической активностью и сильно скоррелированы в ЭЭГ- и МЭГ-данных. Для т. н. альфа-ритма, имеющего частоту 10 Гц, амплитуда МЭГ-сигнала составляет 4 пТл (рис. 3, *б*), а пространств. распределение поля соответствует ориентации биотоков вдоль линии макушка — нос. При эпилепсии наблюдаются более слабые сигналы, но локализованные над т. н. эпилептич. фокусом и имеющие характерный «полосовый» частотный спектр.

Из измеряемых биомагн. сигналов большой интерес представляют т. н. вызванные магнитные поля (ВМП), возникающие в результате активности мозга в ответ на события вне центральной нервной системы. Именно исследования ВМП показали, что магн. данные более информативны, чем ЭЭГ, поскольку позволяют более точно устанавливать местоположение токовых источников сигналов и дифференцировать их по направленности биотоков. Нейромагн. эксперименты с ВМП служат существенным дополнением к





б

Рис. 3. Вид установки для магнитоэнцефалографических исследований (*а*) и магнитная запись (*б*) альфа-ритма мозга, сделанная на этой установке.

электрографич. методам, включающим измерения с вживлёнными внутрь мозга электродами, а для исследования мозга здорового человека методика сквид-магнитометрии особенно перспективна.

Лит.: Введенский В. Л., Ожогин В. И., Сверхчувствительная магнитометрия и биомагнетизм, М., 1986.

В. И. Ожогин.

МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ ГАЛАКТИК — магн. поля в межзвёздном газе *галактик*. Масштаб поля значительно превышает размеры звёзд, т. е. это поле свойственно галактике как целому. Принято выделять крупномасштабную составляющую М. п. г. (масштаб однородности порядка сотен и тысяч парсек) и флуктуац. составляющую с широким спектром масштабов (от долей парсека до сотен парсек). М. п. г. обнаруживают и исследуют по нетепловому радиоизлучению галактик (см. *Синхротронное излучение*), мерам вращения плоскости поляризации радиоизлучения, *межзвёздной поляризации* света звёзд, по *Зеемана эффекту* в межзвёздных радиолиниях 21 см (HI) и 18 см (OH). Первые представления о магн. поле Галактики появились в 40-е гг. в связи с проблемой удержания и изотропизации *космических лучей*. В силу вмороженности М. п. г. в межзвёздный газ и прибл. равенства плотностей энергии магн. поля и хаотич. движений межзвёздного газа, М. п. г. играют важную роль в динамике межзвёздной среды и в процессах звездообразования. Магн. поле, в частности, ответственно за удержание космич. лучей в Галактике, за вытянутую форму и волокнистую структуру многих типов туманностей, оно играет решающую роль в процессах переноса момента кол-ва движения из межзвёздных

облаков при формировании звёзд и в перераспределении момента кол-ва движения между протозвёздами и протопланетами.

Индукция крупномасштабного магн. поля Галактики 2—3 мкГс. Крупномасштабная составляющая сосредоточена в основном в ионизов. газовом диске Галактики. Распределение поля симметрично относительно галактич. плоскости. В плотных межзвёздных облаках, туманностях и конденсациях, напр. в космических мазерах (см. *Мазерный эффект*), индукция магн. поля может достигать $\sim 10^{-3}$ Гс (флуктуационная составляющая).

В спиральных галактиках магн. поле наиб. сильно в спиральных рукавах, где оно в среднем вытянуто вдоль рукавов. У нек-рых галактик, напр. у галактик М31 (Туманность Андромеды), распределение поля имеет вид кольца, расположенного на расстоянии ок. 10 кпк от центра галактики. У др. галактик, напр. у М33 и М51, отчётливо выражена бисимметричная структура, имеющая вид двухрукавной спирали (рис. 1). Конфигурация поля нек-рых галактик более сложна, напр. близка к осесимметричной в центральной и к бисимметричной во внешней частях галактики. Поляризация оптич. и радиоизлучения наблюдается не только в спиральных, но и в неправильных пекулярных галактиках, напр. в М82, NGC3718, Большом Магеллановом Облаке, что указывает на присутствие в этих галактиках крупномасштабных магн. полей. Относительно сильными магн. полями обладают радиогалактики (10^{-4}—10^{-6} Гс, в компактных околоядерных образованиях 10^{-2}—10^{-4} Гс). Флуктуац. составляющая М. п. г. сравнима или превосходит по величине крупномасштабное поле. Эта составляющая также вносит вклад в наблюдаемую поляризацию непрерывного радиоизлучения галактик.

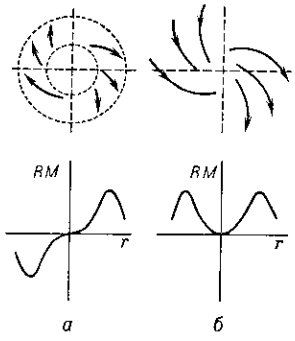


Рис. 1. Осесимметричная (*а*) и бисимметричная (*б*) структуры магнитных полей галактик. Внизу приведены соответствующие распределения мер вращения (RM), r — расстояние от центра галактики.

Происхождение М. п. г. связано с гидродинамич. движениями ионизов. межзвёздного газа (*гидромагнитное динамо*). Под действием движений первоначальное слабое (затравочное) магн. поле экспоненциально нарастает во времени. Главную роль в генерации крупномасштабного поля играют неоднородное вращение ионизов. газа и зеркально несимметричные турбулентные движения. Нарушение зеркальной симметрии движений газа (появление т. н. средней спиральности) обязано действию кориолисовых сил на неоднородно распределённый по высоте (над плоскостью галактики) турбулизованный газ. Согласно теории гидромагн. динамо, в тонком турбулентном вращающемся диске в первую очередь возбуждается магн. поле с преобладающим азимутальным компонентом, симметричным относительно плоскости диска. Основное возбуждаемое магн. поле не зависит от азимута. В следующем приближении возбуждаемое магн. поле имеет вид двухрукавной спирали (бисимметричная структура). Т. о., теория гидромагнитного динамо объясняет и предсказывает наблюдаемые конфигурации магн. полей галактик (см., напр., рис. 2). Источником затравочного поля галактик могут служить выбросы вещества с магн. полем из сверхновых и др. массивных звёзд с истечением вещества. Сумма большого числа случайно ориентированных мелкомасштабных магн. полей, согласно расчётам, даёт слабое крупномасштабное поле порядка 10^{-3} мкГс, к-рое достаточно усилить процессом динамо лишь в 10^3 раз, чтобы получились характерные для галактик величины крупномасштабных магн. полей.

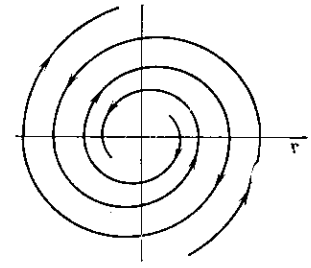


Рис. 2. Структура магнитного поля спиральной галактики типа М51, рассчитанная с помощью теории гидромагнитного динамо, r — расстояние от центра галактики.

Флуктуац. составляющая магн. поля галактик кроме вкладов истечений из звёзд порождается также действием гидромагн. динамо в межзвёздном газе. Расчёты показывают, что случайные движения межзвёздного газа порождают флуктуации магн. поля, *корреляционная функция* к-рых $w(R)=\overline{[\boldsymbol{H}(\boldsymbol{r}_1)-\overline{\boldsymbol{H}}(\boldsymbol{r}_1)][\boldsymbol{H}(\boldsymbol{r}_2)-\overline{\boldsymbol{H}}(\boldsymbol{r}_2)]}/\overline{H}^2$ ($\boldsymbol{H}$ — напряжённость магн. поля, $\boldsymbol{r}_1$, $\boldsymbol{r}_2$ — радиусы-векторы точек 1 и 2, $R=|\boldsymbol{r}_1-\boldsymbol{r}_2|$ — расстояние между точками 1 и 2, черта обозначает среднее значение) показана на рис. 3. Антикорреляц. «хвост» на больших расстояниях интерпретируется, как указание на существование областей с одинаково направленным магн. полем в малом масштабе и противоположно направленным — в большом масштабе, т. е. магн. поле подобно отдельным магн. петлям. Наличие такого «хвоста» подтверждается наблюдениями флуктуаций синхротронного радиоизлучения Галактики и Большого Магелланова Облака.

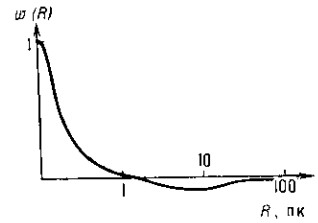


Рис. 3. Корреляционная функция для флуктуаций магнитного поля.

Лит.: Sofue Y., Fujimoto M., Wielebinski R., Global structure of magnetic field in spiral galaxies, «Ann. Rev. Astron. Astrophys.», 1986, v. 24; Рузмайкин А. А., Соколов Д. Д., Шукуров А. М., Магнитные поля галактик, М., 1989.

А. А. Рузмайкин.

МАГНИ́ТНЫЕ ПОЛЯ ЗВЁЗД. Магн. поля присутствуют, по-видимому, на всех звёздах. Наблюдениям доступны только магн. поля, выходящие из звезды в окружающее пространство. Внутри звезды может присутствовать магн. поле, не выходящее на поверхность и поэтому недоступное для прямых астрофиз. наблюдений, использующих эл.-магн. излучение звезды. Прямые наблюдения М. п. з. позволяют определять лишь усреднённые по поверхности звезды магн. поля и мало что говорят о конфигурации (геометрии) поля. Из-за недостаточного кол-ва света, принимаемого от удалённых звёзд, регистрируют (с помощью *Зеемана эффекта*) только относительно сильные магн. поля. Таким способом удалось обнаружить особую группу звёзд с полями до 34 000 Э, располагающуюся на *Герцшпрунга — Рессела диаграмме* вблизи *спектрального класса* А. Из-за многих хим. аномалий, свойственных этим звёздам, они названы *А*-пекулярными (*Ар*-звёзды). Кол-во звёзд, у к-рых магн. поле зарегистрировано прямым зеемановским методом, невелико (неск. сотен).

Существование магн. полей у др. звёзд удаётся доказать косвенными методами. Косвенными признаками присутствия магн. полей на невырожденных звёздах являются наличие горячих *корон звёзд*, *хромосфер звёзд*, пятен, циклов активности и вспышек, аналогичных солнечным (см. *Солнечная активность*, *Сол-*

нечный цикл, *Вспышка на Солнце*). У звёзд, расположенных на главной последовательности диаграммы Герцшпрунга — Ресселла, обнаружены хромосферы, для ~10 таких звёзд удалось проследить звёздный цикл, наблюдая изменения интенсивности хромосферных линий кальция. Рентг. наблюдения, выполненные со спутника «HEAO-2», позволили обнаружить горячие короны у большого кол-ва звёзд разл. спектральных классов (от самых горячих O,B-звёзд до холодных карликов классов K, M). У звёзд типа BY Дракона поверхность покрывается пятнами на 20—30% (у Солнца пятна покрывают не более 2% поверхности). На звёздах типа UV Кита и ряде др. обнаружены мощные вспышки, аналогичные солнечным. Известна одна звезда (ξ Волопаса), у к-рой наряду с косвенными свидетельствами (наличием пятен) прямо по эффекту Зеемана зарегистрировано поле ≈2500 Э.

Очень сильные магн. поля имеются у ряда звёзд, находящихся на заключит. стадиях *эволюции звёзд*. У нек-рых *белых карликов*, как показывают наблюдения круговой поляризации их непрерывного излучения, магн. поля достигают 10^6—10^8 Э. Ещё более сильные магн. поля характерны для *пульсаров*, в к-рых магн. поле служит передаточным звеном, трансформирующим энергию вращения звезды в энергию частиц и излучения. Необходимое для такой трансформации поле порядка 10^9—10^{12} Э. Очень сильные магн. поля удалось обнаружить также у нейтронных звёзд, входящих в состав двойных звёздных систем, напр. у *рентгеновских пульсаров*. Исследование диаграммы направленности и поляризации излучения позволяет делать выводы о величине и геометрии магн. поля рентг. пульсара. Наблюдениям удовлетворяют модели с сильным (10^{10}—10^{13} Э) полем. Для прямых измерений этих полей используют спектральные линии, обусловленные излучением электронов в магн. поле (гиролинии). Гиролиния обнаружена, напр., в спектре рентг. пульсара Her X-1. У нейтронных звёзд, являющихся источниками *гамма-всплесков*, магн. поля (определяемые по гиролиниям) достигают значений $(2—7)\cdot10^{12}$ Э.

Как впервые показал В. Л. Гинзбург, незаряженная *чёрная дыра* не должна обладать магн. полем. При коллапсе звезды дипольный и более высокие магн. моменты асимптотически исчезают. Однако магн. поля, по-видимому, играют существенную роль в процессах, происходящих в окрестностях чёрных дыр. В частности, согласно существующим теориям, в двойных звёздных системах, один из компонентов к-рых является чёрной дырой, с помощью магн. поля осуществляется перенос момента кол-ва движения газа, падающего на чёрную дыру, и тем самым формирование диска, излучающего в рентг. диапазоне.

Происхождение М. п. з. связывают с двумя осн. механизмами — усилением путём сжатия поля, существовавшего в момент образования звезды, и усилением поля в результате движений проводящего вещества внутри звезды. Звёзды образуются из замагниченной межзвёздной среды (см. *Звездообразование*). Плотность обычной звезды типа Солнца в 10^{24} раз превосходит плотность межзвёздной среды. Поэтому при сжатии с сохранением магн. потока (адиабатич. сжатии) межзвёздное магн. поле порядка неск. мкЭ превратилось бы в поле ~10^{10} Э, что противоречит наблюдениям. Представление об адиабатич. сжатии магн. поля в процессе образования звезды справедливо лишь для нек-рых типов звёзд (*Ap*-звёзды, пульсары, возможно, белые карлики). У большинства звёзд магн. поле исчезает и восстанавливается за времена, короткие по сравнению с характерными временами эволюции звёзд. Напр., у Солнца и подобных ему звёзд главной последовательности магн. поле изменяется с периодом ~10 лет. Такие быстрые изменения невозможно объяснить *джоулевыми потерями* или эволюц. изменениями структуры звезды. Они могут происходить только в результате преобразования магн. полей под действием движений проводящего вещества звёзд. Наиб. эффективно магн. поле изменяют неоднородное вращение и конвективные движения (см. *Гидромагнитное динамо*).

Лит.: Пикельнер С. Б., Основы космической электродинамики, 2 изд., М., 1966; Паркер Е. Н., Космические магнитные поля, пер. с англ., ч. 1—2, М., 1982.

А. А. Рузмайкин.

МАГНИТНЫЕ СВЕРХПРОВОДНИКИ — соединения, к-рые обладают как сверхпроводящими, так и магн. свойствами (сверхпроводящим и магн. упорядочением электронной подсистемы). По характеру участия электронов в этих двух типах упорядочения М. с. можно разделить на два класса. К первому относят соединения, в к-рых *сверхпроводимость* обусловлена электронами проводимости, а *магнетизм* связан с *d*- или *f*-локализованными электронами ионов переходных элементов, входящих в состав соединения. Ко второму классу относят соединения, в к-рых и магнетизм, и сверхпроводимость связаны с одними и теми же электронами проводимости (коллективизир. электронами).

В соединениях с магнетизмом локализованных электронов *магнитные моменты* близки к номинальным значениям и составляют неск. *магнетонов* Бора ($\mu_Б$) на атом (ион). В соединениях с магнетизмом коллективизир. электронов магн. моменты малы, порядка десятых или сотых $\mu_Б$. Среди наиб. изученных М. с. тройные соединения типа RRh_4B_4 и RMo_6S_8 (R — редкоземельный элемент) относятся к первому классу, а соединения RRh_2Si_2, RPd_9Sn и Y_9Co_7 — ко второму классу [1, 2]. Последние ещё мало изучены, поэтому далее рассматриваются только системы первого класса.

Впервые нетривиальность проблемы сосуществования сверхпроводимости и магнетизма в одном и том же соединении была подчёркнута в 1956 В. Л. Гинзбургом [3], к-рый указал на антагонистический, взаимоисключающий характер ферромагнетизма и сверхпроводимости. Конкуренция этих двух типов упорядочения обусловлена двумя механизмами взаимодействия сверхпроводящих электронов и локализованных магн. моментов.

Первый, эл.-магн., механизм осуществляется через магн. поле, к-рое индуцируется магн. моментами и сверхпроводящими токами и к-рое в свою очередь влияет на них. В рамках этого механизма поле, индуцированное магн. моментами, разрушает сверхпроводимость из-за орбитального эффекта. Под орбитальным эффектом понимают движение электронов куперовской пары в магн. поле по разл. круговым орбитам, различие орбит связано с противоположным направлением импульсов спаренных электронов (см. *Купера эффект*). При достижении магн. полем критич. значения H_{c2} движение электронов по разным орбитам приводит к нарушению их спаривания. Значение разрушающего поля H_{c2} определяется из условия равенства магн. потока через поперечное сечение куперовской пары (~ξ^2) *кванту магнитного потока* $\Phi_0=h/2e$ (здесь ξ — сверхпроводящая корреляц. длина). С др. стороны, сверхпроводящие токи вследствие *Мейснера эффекта* экранируют *диполь-дипольное взаимодействие* моментов, к-рое способствует их ферромагн. упорядочению.

Второй механизм взаимного влияния сверхпроводящих электронов и локализов. моментов обусловлен *обменным взаимодействием* электронов, участвующих в формировании этих двух типов упорядочения. В ферромагнетике пост. обменное поле, создаваемое локализов. моментами, действует на спины сверхпроводящих электронов и разрушает куперовское синглетное спаривание электронов из-за парамагнитного эффекта. Парамагн. эффектом магнитного или обменного поля наз. разрушение сверхпроводимости из-за влияния поля на спины куперовской пары. В случае синглетного спаривания электронов их спины направлены противоположно. Магн. поле H

или обменное поле стремится ориентировать спины одинаково. Величина поля, разрушающего куперовские пары, определяется (примерно) из равенства зеемановской энергии $\mu_Б H$ электрона в этом поле энергии связи куперовской пары — энергетической щели $\Delta(0)$ (при $T=0$).

В свою очередь энергетич. щель Δ на *ферми-поверхности*, характерная для сверхпроводников, уменьшает спиновую *магнитную восприимчивость* электронов проводимости и соответственно подавляет ту часть косвенного обменного взаимодействия Рудермана — Киттеля — Касуи — Иосиды (см. *РККИ-обменное взаимодействие*), к-рая способствует ферромагн. упорядочению.

Кроме того, локализов. магн. моменты подавляют куперовское спаривание из-за т. н. обменного (магнитного) рассеяния на них электронов проводимости. Такое рассеяние приводит к перевороту спина электрона проводимости и нарушению синглетного спинового состояния куперовской пары. В магнитоупорядоченном состоянии локализов. электронов обменное рассеяние соответствует рассеянию электрона на *спиновых волнах*. Характерное значение энергии для эффекта магнитного рассеяния примерно равно $kT_м$, где $T_м$ — темп-ра магн. упорядочения для систем с доминирующим РККИ-взаимодействием локализов. электронов. Обменное рассеяние слабо, пока эта темп-ра мала по сравнению с темп-рой перехода в сверхпроводящее состояние T_c. Из-за обменного рассеяния сверхпроводимость оказывается невозможной в обычных ферромагн. металлах с большой концентрацией магн. моментов и сильным РККИ-взаимодействием, приводящим к темп-рам магн. перехода порядка десятка кельвинов и выше.

Из сказанного следует, что условия для сосуществования магн. упорядочения и сверхпроводимости более благоприятны в *антиферромагнетиках* с не очень высокой темп-рой Нееля T_N, в к-рых, соответственно, слабо обменное рассеяние.

Действительно, в антиферромагнетиках магн. и обменное поля осциллируют в пространстве на атомных масштабах a, характерных для пространств. изменения направления магн. моментов в антиферромагнетике (в простейшем случае моменты образуют две *магнитные подрешётки* и расстояние между соседними противоположно направленными моментами в подрешётках равно примерно межатомному расстоянию в кристалле a). Сверхпроводимость же «чувствует» поля, усреднённые на расстоянии масштаба сверхпроводящей корреляц. длины ξ (т. е. характерного размера куперовской пары). При этом $\xi \gg a$ и результирующие поля слабы. В чистых сверхпроводниках $\xi = \xi_0 \sim 0{,}18\, v_F/T_c$, где v_F — фермиевская скорость электронов проводимости; в «грязных» сверхпроводниках $\xi \sim (\xi_0 l)^{1/2}$, где l — длина свободного пробега электронов.

В 1959 Ф. Андерсон и Х. Сул [5] указали и на возможность компромисса между сверхпроводимостью и ферромагнетизмом.

Они рассмотрели ситуацию, когда ферромагнетизм в отсутствие сверхпроводимости устанавливается при темп-ре Кюри T_C, но при более высокой темп-ре $T_c \gg T_C$ появляется сверхпроводимость, т. е. магн. упорядочение должно возникнуть фактически в сверхпроводящей фазе. Теоретич. анализ показал, что в таких «ферромагн.» сверхпроводниках магнетизм должен появиться не в виде ферромагн. упорядочения, а в виде неоднородной осциллирующей магн. структуры (длиннопериодич. антиферромагн. упорядочения), период к-рой мал по сравнению со сверхпроводящей корреляц. длиной ξ, но велик по сравнению с магн. корреляц. длиной порядка межатомного расстояния a. Трансформация ферромагн. упорядочения в неоднородную структуру происходит под действием сверхпроводимости, фаза сосуществования оказывается компромиссной с точки зрения энергии системы, причём компромисс возможен из-за неравенства $\xi \gg a$ Магн. энергия локализов. моментов при этом несколько увеличивается из-за неоднородного характера структуры, но этот проигрыш мал из-за малости величины a/ξ и он компенсируется понижением энергии из-за сверхпроводящего спаривания электронов проводимости. Позднее было установлено, что в реальных «ферромагн.» сверхпроводниках неоднородная магн. структура фазы сосуществования должна иметь вид одномерной поперечной 180-градусной *магнитной доменной структуры* (рис. 1) с периодом $d \sim (a\xi)^{1/2}$. Был предсказан также

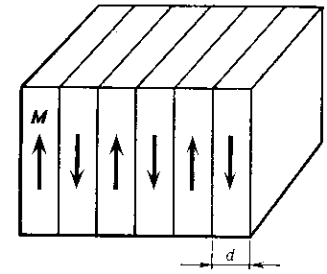


Рис. 1. Магнитная доменная структура, предсказанная теоретически для одноосных ферромагнетиков, находящихся в сверхпроводящем состоянии. Стрелки показывают направление магнитных моментов M внутри доменов.

бесщелевой характер сверхпроводимости в фазе сосуществования достаточно чистых «ферромагнитных» сверхпроводников [2]. Сверхпроводящая щель отсутствует для тех куперовских пар, импульсы электронов в к-рых направлены вдоль доменов. Такие электроны чувствуют постоянное по направлению обменное поле локализованных магн. моментов, и если оно достаточно велико, то куперовское спаривание электронов с импульсами вдоль доменов отсутствует. Сверхпроводимость при этом поддерживается др. куперовскими парами, электроны к-рых движутся поперёк доменов и чувствуют переменное по направлению обменное поле. Для них сверхпроводящая щель отлична от нуля. В результате сверхпроводящая щель отсутствует только на пояске ферми-поверхности, лежащем в плоскости, перпендикулярной волновому вектору неоднородной магн. структуры q.

Эксперим. исследование проблемы сосуществования сверхпроводимости и дальнего магн. порядка стало возможным после 1976, когда были синтезированы тройные сверхпроводящие соединения RRh_4B_4 и RMo_6S_8 с периодич. расположением редкоземельных ионов. Для этих соединений характерны темп-ры $T_c \sim$ неск. К и очень низкие темп-ры $T_м$ магн. перехода (от 5 до 0,5 К). Столь низкие значения $T_м$ обусловлены слабым обменным РККИ-взаимодействием моментов из-за значительного пространств. разделения магн. ионов R и электронов проводимости. Последние движутся в основном по *кластерам* Rh_4B_4 и Mo_6S_8, а магн. ионы R находятся в стороне от этих кластеров. В большинстве таких соединений методами нейтронографии обнаружено антиферромагн. упорядочение с точкой Нееля $T_N \lesssim T_c$. Эксперименты подтвердили теоретич. предсказания о слабом взаимном влиянии сверхпроводимости и антиферромагнетизма. Так, в $TmRh_4B_4$ сверхпроводимость с $T_c = 9{,}8$ К и антиферромагнетизм с $T_N = 0{,}4$ К сосуществуют ниже T_N вплоть до самых низких темп-р, причём появление антиферромагнетизма сказывается сильно лишь на одной характеристике сверхпроводимости — верхнем *критическом магнитном поле* H_{c2} (рис. 2). Оно, как правило, снижается вблизи T_N из-за появления постоянного в пространстве обменного поля локализов. моментов, поляризованных внеш. магн. полем (эта поляризация максимальна вблизи T_N). Обменное поле поляризов. моментов ослабляет сверхпроводимость и снижает H_{c2}. Но, напр., в $SmRh_4B_4$ с $T_c = 2{,}7$ К и $T_N = 10{,}87$ К значение H_{c2} увеличивается при снижении темп-ры T ($T < T_N$) из-за подавления магн.

рассеяния (подавление обусловлено магн. упорядочением [2, 6]).

Ряд свойств сверхпроводящих антиферромагнетиков и «ферромагн.» сверхпроводников существенно различаются. Так, соединение $ErRh_4B_4$ в точке $T_{c1}=8{,}7$ К переходит в сверхпроводящее состояние, а при $T_м=0{,}9$ К по аномалии теплоёмкости и рассеянию нейтронов в нём обнаружен переход к неоднородному магн. упорядочению с периодом $d\approx100$ Å. Однако в точке $T_{c2}\approx0{,}8$ К скачком появляется ферромагн. упорядочение, а сверхпроводимость исчезает, т. е. наблюдается возвратный переход в норм. ферро-

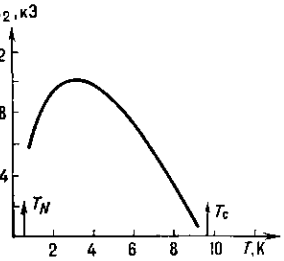


Рис. 2. Зависимость верхнего критического магнитного поля H_{c2} от температуры T в поликристаллическом соединении $TmRh_4B_4$, определённая по измерению электрического сопротивления. T_N — температура Нееля.

магн. состояние [1] (рис. 3). Расположение разл. фаз на оси темп-р для таких возвратных М. с. показано на рис. 4,*а* (возвратными наз. сверхпроводники, в к-рых при понижении темп-ры наблюдается обратный переход из сверхпроводящего в норм. состояние). К возвратным М. с. относится также $HoMo_6S_8$ с $T_{c1}=1{,}8$ К, $T_м=0{,}74$ К и $T_{c2}=0{,}70$ К. Здесь в интервале от $T_м$ до T_{c2} в монокристаллах обнаружена поперечная осциллирующая магн. структура с перио-

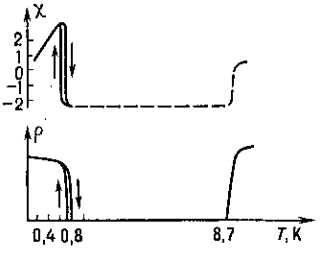


Рис. 3. Температурные зависимости магнитной восприимчивости χ и электрического сопротивления ρ в переменном поле для монокристалла $ErRh_4B_4$ (χ и ρ — в произвольных единицах). В сверхпроводящем состоянии образец диамагнитен и его сопротивление равно нулю.

дом, растущим от 400 Å до 570 Å при охлаждении от $T_м$ до T_{c2} [7]. Переход из фазы сосуществования в ферромагн. норм. фазу обладает сильным гистерезисом и зависит существенно от скорости охлаждения. Так, при быстром охлаждении можно сильно переохладить фазу сосуществования, в то время как при

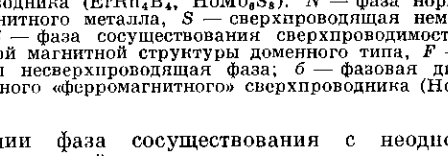


Рис. 4, *а* — фазовая диаграмма возвратного «ферромагнитного» сверхпроводника ($ErRh_4B_4$, $HoMo_6S_8$): N — фаза нормального ферромагнитного металла, S — сверхпроводящая немагнитная фаза, DS — фаза сосуществования сверхпроводимости и неоднородной магнитной структуры доменного типа, F — ферромагнитная несверхпроводящая фаза; *б* — фазовая диаграмма невозвратного «ферромагнитного» сверхпроводника ($HoMo_6Se_8$).

нагревании фаза сосуществования с неоднородной магн. структурой практически отсутствует и переход происходит из норм. ферромагн. фазы непосредственно в сверхпроводящую немагнитную фазу. На рис. 5 показана температурная зависимость интенсивности рассеяния нейтронов в $HoMo_6S_8$ с передачей волнового вектора $Q=0{,}030$ Å^{-1} (рассеяние на неоднородной магн. структуре) и $Q=0{,}009$ Å^{-1} (рассеяние на ферромагн. структуре). Эксперимент показал, что при охлаждении от $T_м=0{,}74$ К до $T_{c2}=0{,}70$ К существует только модулированная компонента намагниченности, отвечающая неоднородной магн. структуре, в то время как при нагревании эта компонента очень слаба вплоть до 0,73 К.

В $HoMo_6Se_8$ с $T_c=5{,}5$ К ниже $T_м=0{,}53$ К вплоть до самых низких темп-р наблюдается фаза сосуществования с магн. периодом, растущим от 70 Å при $T=T_м$ до 100 Å при 0,05 К. В этом соединении возвратный переход из сверхпроводящего состояния в нормальное при охлаждении отсутствует, т. к. взаимодействие сверхпроводимости и магнетизма здесь недостаточно велико для разрушения сверхпроводимости и при-

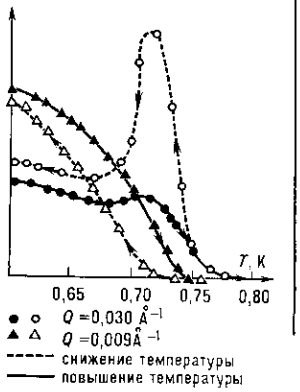


Рис. 5. Интенсивность рассеяния нейтронов в поликристаллическом $HoMo_6S_8$ на малые углы, соответствующие волновым векторам $Q=0{,}009$ Å^{-1} и $Q=0{,}030$ Å^{-1}. При охлаждении от $T_м$(0,74—0,75 К) до T_{c2} (0,67—0,70 К) в веществе наблюдается только неоднородная магнитная структура с $Q=0{,}030$ Å^{-1}, а ферромагнитное рассеяние ($Q=0{,}009$ Å^{-1}) появляется лишь ниже 0,7 К.

водит лишь к неоднородному характеру магн. состояния. Фазовая диаграмма соединений такого типа, т. е. невозвратных «ферромагн.» сверхпроводников, показана на рис. 4,*б*.

В «ферромагн.» сверхпроводниках поведение H_{c2} в зависимости от темп-ры сходно с показанным на рис. 2, но вблизи T_{c2} величина H_{c2} обращается в нуль из-за обращения в бесконечность восприимчивости ферромагнетика вблизи точки Кюри. В то же время во всех изученных антиферромагн. сверхпроводниках величина H_{c2} отлична от нуля при $T<T_c$.

В возвратных «ферромагн.» сверхпроводниках ниже точки T_{c2} наименьшую энергию имеет ферромагн. норм. фаза. Однако в ряде образцов $HoMo_6S_8$ и $ErRh_4B_4$ электрич. сопротивление ниже T_{c2} оказывалось меньше, чем в норм. состоянии непосредственно выше T_{c1}, а в нек-рых случаях удавалось наблюдать и отсутствие сопротивления вплоть до самых низких темп-р. Для объяснения этого эффекта была высказана гипотеза об образовании сверхпроводящей фазы около доменных стенок. Здесь направление моментов меняется на противоположное и условия появления сверхпроводящей фазы более благоприятны, чем внутри домена, где есть сильное постоянное по направлению обменное поле [2, 8]. Предположено также, что сверхпроводящая фаза образуется и вблизи границ образца, в местах сильного ветвления доменов [9].

Лит.: 1) Сверхпроводимость в тройных соединениях, пер. с англ., т. 1—2, М., 1985; 2) Bulaevski L. N. и др., Coexistence of superconductivity and magnetism. Theoretical predictions and experimental results, «Adv. Phys.», 1984, v. 34, p. 175; Буздин А. И. и др., Магнитные сверхпроводники, «УФН», 1984, т. 144, с. 597; 3) Гинзбург В. Л., О ферромагнитных сверхпроводниках, «ЖЭТФ», 1956, т. 31, с. 202; 4) Вонсовский С. В., Изюмов Ю. А., Курмаев Э. З., Сверхпроводимость переходных металлов, их сплавов и соединений, М., 1977; 5) Anderson P. W., Suhl H., Spin alignment in the superconducting state, «Phys. Rev.», 1959, v. 116, p. 898; 6) Буздин А. И., Булаевский Л. Н., Антиферромагнитные сверхпроводники, «УФН», 1986, т. 149, с. 45; 7) Rossat-Mignod J. и др., Neutron diffraction study of $HoMo_6S_8$ single crystals, «J. Phys. Lett.», 1985, v. 46, p. 373; 8) Genicon J. L. и др., A new example of superconducting walls in the ferromagnet $ErRh_4B_4$, «J. Magn. and Magn. Mater.», 1986, v. 54, p. 1545; 9) Буздин А. И., Поверхностная сверхпроводимость в ферромагнетиках, «Письма в ЖЭТФ», 1985, т. 42, с. 283.

Л. Н. Булаевский.

МАГНИ́ТНЫЕ ЭТАЛО́НЫ — см. *Эталоны магнитные.*

МАГНИ́ТНЫЙ ГИСТЕРЕ́ЗИС — см. *Гистерезис магнитный.*

МАГНИ́ТНЫЙ ДИПО́ЛЬ — см. *Диполь магнитный.*

МАГНИ́ТНЫЙ ЗАРЯ́Д — вспомогательное понятие, вводимое при расчётах статич. магн. полей (по аналогии с понятием электрич. заряда, создающего электростатич. поле). Согласно классич. теории магнетизма, магн. поле не имеет иных источников, кроме электрич. токов. Однако П. А. М. Дирак (P. A. M. Dirac) в 1931 выдвинул гипотезу о существовании в природе обособленных М. з.— *магнитных монополей*, существование последних, также предсказывается в теории *великого объединения*. Гипотеза экспериментально пока не подтверждена, но поиски магн. монополей продолжаются. Для тел, обладающих намагниченностью $\boldsymbol{M}$, можно ввести понятия объёмной ρ_m и поверхностной σ_m плотностей М. з.; первая связана с неоднородным распределением $\boldsymbol{M}$ по объёму тела и определяется как $\rho_m=\operatorname{div}\boldsymbol{M}$, вторая — со скачком ΔM_n (норм. составляющей намагниченности) на поверхности тела: $\sigma_m=\Delta M_n=M_{n2}-M_{n1}$, где $M_{n2}-M_{n1}=\operatorname{div}\boldsymbol{M}$ — разность норм. составляющих вектора $\boldsymbol{M}$ по обе стороны граничной поверхности магнетика. Плотности М. з. ρ_m и (или) σ_m определяют *магнитостатическую энергию* магнетика.

С. В. Вонсовский.

МАГНИ́ТНЫЙ КРУГОВО́Й ДИХРОИ́ЗМ — один из эффектов *магнитооптики*, заключающийся в разл. поглощении света, поляризованного по правому и левому кругу, при его распространении вдоль направления намагниченности среды. Намагниченность среды может быть спонтанной (ферромагнетики); может создаваться внешним пост. магн. полем (во всех средах: жидкостях, газах, твёрдых телах) или возникает в результате ориентации магн. моментов парамагн. атомов эл.-магн. излучением (см. *Оптическая ориентация*). Возникновение М. к. д. определяется правилами отбора по моменту импульса, а также влиянием магн. поля на уровни энергии и волновые ф-ции электронных состояний атомов, на населённости уровней, на вероятности оптич. переходов. М. к. д. используется для изучения магн. свойств основных и возбуждённых электронных состояний. При спектроскопич. магнитооптич. исследованиях М. к. д. как эффект резонансный, наблюдающийся только в области поглощения, обладает более высоким спектральным разрешением, чем *Фарадея эффект*, а как эффект линейный — значительно превышает по величине квадратичный магнитооптич. *Коттона — Мутона эффект*. См. также статьи *Дихроизм*, *Магнитооптика* и лит. при них.

В. С. Запасский.

МАГНИ́ТНЫЙ МОМЕ́НТ — физ. величина, характеризующая магн. свойства системы заряж. частиц (или отд. частицы) и определяющая наряду с др. мультипольными моментами (дипольным электрич. моментом, квадрупольным моментом и т. д., см. *Мультиполи*) взаимодействие системы с внеш. эл.-магн. полями и с др. подобными системами.

Согласно представлениям классич. электродинамики, магн. поле создаётся движущимися электрич. зарядами. Хотя совр. теория не отвергает (и даже предсказывает) существование частиц с магн. зарядом (*магнитных монополей*), такие частицы пока экспериментально не наблюдались и в обычном веществе отсутствуют. Поэтому элементарной характеристикой магн. свойств оказывается именно М. м. Система, обладающая М. м. $\boldsymbol{\mu}$ (аксиальный вектор), на больших расстояниях от системы создаёт магн. поле

$$\boldsymbol{H}=\frac{3\boldsymbol{r}(\boldsymbol{r}\boldsymbol{\mu})-r^2\boldsymbol{\mu}}{r^5}$$

($\boldsymbol{r}$ — радиус-вектор точки наблюдения). Аналогичный вид имеет электрич. поле диполя, состоящего из двух близко расположенных электрич. зарядов противоположного знака. Однако, в отличие от электрич. дипольного момента, М. м. создаётся не системой точечных «магн. зарядов», а электрич. токами, текущими внутри системы. Если замкнутый электрич. ток плотности $\boldsymbol{j}(\boldsymbol{r})$ течёт в ограниченном объёме V, то создаваемый им М. м. определяется ф-лой

$$\boldsymbol{\mu}=\frac{1}{2c}\int\limits_V[\boldsymbol{r}\boldsymbol{j}(\boldsymbol{r})]\,dV. \qquad (1)$$

В простейшем случае замкнутого кругового тока I, текущего вдоль плоского витка площади s, $\mu=Is/c$, причём вектор М. м. направлен вдоль правой нормали к витку.

Если ток создаётся стационарным движением точечных электрич. зарядов e_k с массами m_k, имеющими скорости $\boldsymbol{v}_k$, то возникающий М. м., как следует из ф-лы (1), имеет вид

$$\boldsymbol{\mu}=\frac{1}{2c}\sum_k e_k[\boldsymbol{r}_k\boldsymbol{v}_k],$$

где подразумевается усреднение микроскопич. величин по времени. Поскольку стоящее в правой части векторное произведение пропорционально вектору момента кол-ва движения частицы $\boldsymbol{L}_k=m_k[\boldsymbol{r}_k\boldsymbol{v}_k]$ (предполагается, что скорости $v_k\ll c$), то вклады отд. частиц в М. м. и в момент кол-ва движения оказываются пропорциональными:

$$\boldsymbol{\mu}_L=\frac{e}{2mc}\boldsymbol{L}. \qquad (2)$$

Коэффициент пропорциональности $e/2mc$ наз. гиромагнитным отношением; эта величина характеризует универсальную связь между магн. и механич. свойствами заряж. частиц в классич. электродинамике. Однако движение элементарных носителей заряда в веществе (электронов) подчиняется законам квантовой механики, вносящей коррективы в классич. картину. Помимо орбитального механич. момента кол-ва движения L электрон обладает внутренним механич. моментом — *спином* $S=\hbar/2$. Полный М. м. электрона равен сумме орбитального М. м. (2) и спинового М. м.

$$\boldsymbol{\mu}_S=\frac{e}{mc}\boldsymbol{S}. \qquad (3)$$

Как видно из этой ф-лы (вытекающей из релятивистского *Дирака уравнения* для электрона), гиромагн. отношение для спина оказывается ровно в два раза больше, чем для орбитального момента. Особенностью квантового представления о магн. и механич. моментах является также то, что векторы $\boldsymbol{L}$, $\boldsymbol{S}$ и $\boldsymbol{\mu}$ не могут иметь определённого направления в пространстве вследствие некоммутативности операторов проекции этих векторов на оси координат.

Спиновый М. м. заряж. частицы, определяемый ф-лой (3), наз. нормальным, для электрона он равен *магнетону* Бора $\mu_Б=e\hbar/m_ec$. Опыт показывает, однако, что М. м. электрона отличается от (3) на величину порядка $\alpha/2\pi$ ($\alpha=e^2/\hbar c$ — постоянная тонкой структуры). Подобная добавка, называемая *аномальным магнитным моментом*, возникает вследствие взаимодействия электрона с фотонами, она описывается в рамках квантовой электродинамики. Аномальными М. м. обладают и др. элементарные частицы; особенно велики они для адронов, к-рые, согласно совр. представлениям, имеют внутр. структуру. Так, аномальный М. м. протона в 2,79 раза больше «нормального» — ядерного магнетона, $\mu_я=e\hbar/Mc$ (M — масса протона), а М. м. нейтрона равен $-1{,}91\mu_я$, т. е. существенно отличен от нуля, хотя нейтрон не обладает электрич. зарядом. Такие большие аномальные М. м. адронов обусловлены внутр. движением входящих в их состав заряж. кварков.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988; Хуанг К., Кварки, лептоны и калибровочные поля, пер. с англ., М., 1985.

Д. В. Гальцов.

МАГНИ́ТНЫЙ МОНОПО́ЛЬ — гипотетич. частица, обладающая положит. или отрицат. «магн. зарядом» — точечным источником радиального магн. поля. М. м. можно представлять как отдельно взятый полюс длинного и тонкого пост. магнита. Магн. заряд определяет напряжённость магн. поля совершенно так же, как электрич. заряд определяет напряжённость электрич. поля.

С созданием физики как науки, основанной на опыте, утвердилось мнение, что электрич. и магн. свойства тел существенно различаются. Это мнение было чётко выражено У. Гильбертом (W. Gilbert, 1600). Установленное Ш. Кулоном (Ch. Coulomb) тождество законов притяжения и отталкивания для электрич. зарядов и магн. зарядов — полюсов магнитов (см. *Кулона закон*) вновь подняло вопрос о сходстве электрич. и магн. сил, однако к кон. 18 в. (в первую очередь благодаря опытам Кулона) было выяснено, что в лаб. условиях невозможно создать тело с ненулевым полным магн. зарядом. Понятие о «магнитно заряженной субстанции» было надолго изгнано из физики после работы А. Ампера (A. Ampère, 1820), в к-рой было доказано, что контур с электрич. током создаёт такое же магн. поле, как магн. диполь. Открытие Дж. К. Максвеллом (J. C. Maxwell) ур-ний для эл.-магн. поля (см. *Максвелла уравнения*), в особенности введение тока смещения, выявило симметрию относительно замены $\boldsymbol{E} \to \boldsymbol{B}$, $\boldsymbol{B} \to \boldsymbol{E}$ ($\boldsymbol{E}$, $\boldsymbol{B}$ — векторы напряжённости электрич. поля и магн. индукции). [В действительности, это частный случай более общей «дуальной симметрии», $\boldsymbol{E}+i\boldsymbol{B} \to (\boldsymbol{E}+i\boldsymbol{B})\exp(i\alpha)$ при произвольном α.] Эта симметрия, однако, нарушается в присутствии матер. тел, т. к. свободных магн. зарядов в природе не обнаружено.

Классич. электродинамика не противоречит возможности существования магн. зарядов. Однако, в отличие от поля электрич. зарядов и токов, поле, создаваемое магн. зарядами, не может быть описано с помощью вектор-потенциала A_μ ($\mu=0, 1, 2, 3$) непрерывного во всём пространстве. Поэтому при наличии магн. зарядов ур-ния движения заряж. частиц не выводятся из вариационного *наименьшего действия принципа*. В классич. электродинамике это не приводит к принципиальным трудностям (хотя и делает теорию несколько менее красивой), но квантовую динамику невозможно сформулировать вне рамок *гамильтонова формализма* или *лагранжева формализма*, основанных на вариац. принципе.

П. А. М. Дирак (P. A. M. Dirac, 1931) создал квантовую теорию взаимодействия электрич. заряда e с магн. зарядом g, к-рая применима при условии: $eg/2\pi\hbar c = n$, где n — целое число. Т. о., магн. заряд частицы должен быть кратен элементарному магн. заряду $g_0 = 2\pi\hbar c/e$, где e — элементарный электрич. заряд. Примечательно обратное утверждение: существование магн. заряда не противоречит стандартной квантовой механике только в том случае, если электрич. заряды всех частиц квантуются. (Т. о., существование М. м. объяснило бы наблюдаемую на опыте кратность электрич. зарядов частиц величине e.) Условие квантования Дирака обобщается на взаимодействие двух частиц, каждая из к-рых обладает как электрич., так и магн. зарядом (т. н. д и о н о в): $(e_1g_1 - e_2g_2)/2\pi\hbar c = n$. (В используемой системе единиц e и g имеют одинаковую размерность, причём заряд e фиксирован соотношением $e^2/4\pi\hbar c \approx {}^1/_{137}$.) В нерелятивистском приближении сила, действующая на дион 1 с координатами $\boldsymbol{r}$ и скоростью $\boldsymbol{v}$ со стороны диона 2, закреплённого в начале координат, равна:

$$\boldsymbol{F} = \{(e_1e_2 + g_1g_2)\,\boldsymbol{r} + (e_1g_2 - e_2g_1)\,c^{-1}\,[\boldsymbol{vr}]\}/4\pi r^3.$$

Отметим, что входящие в эту ф-лу комбинации зарядов инвариантны относительно дуального преобразования.

Условие квантования Дирака выводится из след. соображений. Поле, создаваемое М. м., может быть описано вектор-потенциалом A_μ, если допустить существование скачка A_μ на нек-рой (произвольной) поверхности S, проходящей через М. м. и делящей пространство на две связные части [Ву (Ву Цзяньсюн) и Янг (Ян Чжэньнин), 1976]. При этом напряжённость поля непрерывна на поверхности S всюду, кроме точки расположения М. м., а сама поверхность может быть произвольным образом деформирована с помощью *калибровочных преобразований*. Циркуляция скачка A_μ по любому контуру, лежащему на S и охватывающему М. м., равна магн. потоку, исходящему из М. м., т. е. (согласно теореме Гаусса) заряду g. Контурный интеграл от 4-вектора A_μ даёт вклад в фазу φ волновой ф-ции электрически заряж. частицы, и скачок φ, соответствующий скачку A_μ на поверхности S, равен $\Delta\varphi = eg/\hbar c$. При выполнении условия Дирака $\Delta\varphi = 2\pi n$, так что волновая ф-ция непрерывна во всём пространстве. К тому же скачок A_μ не даёт вклада в напряжённость магн. поля, к-рая определяется законом Кулона, поэтому поверхность S ненаблюдаема. В качестве этой поверхности можно выбрать уходящий на бесконечность конус, в вершине к-рого находится М. м., а угол при вершине сколь угодно мал («струна», или «нить», Дирака).

Можно показать, что эффект М. м. сводится к замене $l(l+1)$ на $l(l+1) - {}^1/_4n^2$ (n — целое число в условии Дирака) в центробежном потенциале радиального ур-ния Шрёдингера (И. Е. Тамм, 1931), при этом орбит. угловой момент l может принимать значения ${}^1/_2 \mid n \mid,\ {}^1/_2 \mid n \mid + 1,\ \ldots$. Заметим, что при нечётном n система из двух бесспиновых частиц благодаря ненулевой дивергенции магн. поля обладает полуцелым угловым моментом. Т. о., из двух бозонов с ненулевыми полными электрич. и магн. зарядами образуется дион, подчиняющийся статистике Ферми — Дирака. Аналогично связанное состояние бозона и фермиона может быть бозоном.

В 1974 А. М. Поляков и Г.'т Хоофт (G.'t Hooft) обнаружили, что существование М. м. не только возможно, но и обязательно в полевых теориях определённого класса. В моделях *великого объединения*, рассматривающих симметрию относительно фазовых преобразований волновых ф-ций заряж. частиц как составную часть более широкой неабелевой калибровочной симметрии (см. *Калибровочная инвариантность*), эл.-магн. поле связано с мультиплетом заряж. *калибровочных полей* X с массами $M_X \sim 10^{14}$ ГэВ/c^2 (эти массы возникают при *спонтанном нарушении симметрии*). Для нек-рых калибровочных групп симметрии существуют устойчивые конфигурации полей X, локализованные в области размером $< \hbar/M_X c$ и создающие вне этой области сферически симметричное магн. поле. Существование таких конфигураций зависит от топологич. свойств калибровочной группы, точнее, от того, каким образом в неё вложена подгруппа симметрии, сохранившейся после спонтанного нарушения. Стабильность этих М. м. определяется особым поведением полей на больших расстояниях от центра. Масса М. м. $M_м$ может быть вычислена, она зависит от конкретной полевой модели, однако во всяком случае должна быть большой, $M_м \gg M_X$ (по оценке, для широкого класса моделей $M_м \sim 10^{16}$ ГэВ/$c^2 \sim 10^{-8}$ г). Эти М. м. могли бы рождаться в горячей Вселенной вскоре после Большого Взрыва при фазовом переходе, связанном со спонтанным нарушением симметрии и возникновением отличных от нуля однородных скалярных полей в вакууме. Кол-во рождающихся М. м. определяется процессом развития Вселенной на ранней стадии, поэтому по их отсутствию в наст. время можно судить об этом процессе. Одно из объяснений того, что реликт-

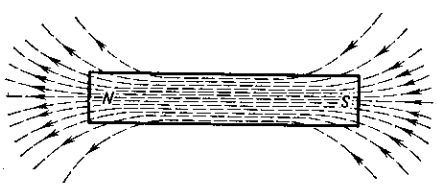
товые М. м. не обнаружены, даётся теорией *раздувающейся Вселенной*. М. м. Полякова — 't Хоофта обладают нек-рыми необычными свойствами, благодаря к-рым их было бы легко обнаружить. В частности, взаимодействие с М. м. может стимулировать распад нуклона, предсказываемый нек-рыми моделями великого объединения [А. Рубаков, 1981, К. Каллан (C. Callan), 1982], т. е. выступать в качестве катализатора такого распада.

Неоднократные попытки эксперим. обнаружения М. м. не увенчались успехом. Особенно интенсивно поиски М. м. космич. происхождения проводились с нач. 80-х гг. Эксперименты можно разделить на две группы. 1) М. м. можно обнаружить непосредственно по связанному с ним магн. потоку. Прохождение магн. заряда ng_0 сквозь сверхпроводящий контур изменит поток на $2n\Phi_0$, где $\Phi_0 \approx 2\cdot 10^{-3}$ Гс·м^2 — квант магн. потока, и явление эл.-магн. индукции приведёт к скачку тока в контуре, к-рый может быть измерен с помощью сверхпроводящего квантового интерферометра (сквида). 2) Тяжёлый М. м. должен обладать высокой проникающей способностью и создавать на своём пути сильную ионизацию. Поэтому для поисков М. м. использовались подземные детекторы, сооружённые для изучения потоков космич. нейтрино и поисков распада протона. Проводились также поиски М. м., захваченных в магн. рудах земного и внеземного (метеориты, Луна) происхождения, а также треков, оставленных ими в слюде, заключённой в древних земных породах. Ставились и опыты с целью обнаружения процессов рождения М. м. при столкновениях частиц высокой энергии на ускорителях, однако массы таких М. м., естественно, ограничены энергией, доступной на совр. ускорителях. Наиб. сильное ограничение на возможное число М. м. в космич. пространстве дают соображения, связанные с наличием галактич. магн. полей, т. к. монополи ускорялись бы в этих полях, отбирая тем самым энергию у их источников, что приводило бы к ослаблению полей со временем. Числ. оценка этого ограничения зависит от ряда предположений, но едва ли поток космического М. м. в единичном телесном угле может превосходить 10^{-12} м$^{-2}\cdot$стр$^{-1}$.

Лит.: Монополь Дирака. Сб. ст., пер. с англ., М., 1970; Стражев В. И., Томильчик Л. М., Электродинамика с магнитным зарядом, Минск, 1975; Коулмен С., Магнитный монополь пятьдесят лет спустя, пер. с англ., «УФН», 1984, т. 144, с. 277.

А. Д. Долгов.

МАГНИ́ТНЫЙ ПО́ЛЮС — участок поверхности намагниченного образца (магнита), на к-ром норм. составляющая намагниченности M_n отлична от нуля. Если *магнитный поток* в образце и окружающем пространстве изобразить графически при помощи линий индукции (силовых линий) магн. поля, то М. п.



Магнитное поле и полюсы (N и S) намагниченного стального стержня. Линиями со стрелками обозначены линии магнитной индукции (линии замыкаются в окружающем стержень пространстве).

будет соответствовать месту пересечения поверхности образца этими линиями (рис.). Обычно участок поверхности, из к-рого выходят силовые линии, наз. северным (N) или положительным М. п., а участок, в к-рый эти линии входят, южным (S) или отрицательным. Одноимённые М. п. отталкиваются, разноимённые притягиваются (см. *Кулона закон*). Если следовать аналогии с взаимодействием электрич. зарядов, то М. п. можно приписать отличную от нуля поверхностную плотность *магнитных зарядов* σ_m. Отсутствие в природе свободных магн. зарядов (см. *Магнитный монополь*) приводит к тому, что линии магн. индукции не могут прерываться в образце и у намагниченного образца (тела) наряду с М. п. одной полярности всегда должен существовать эквивалентный М. п. другой полярности.

МАГНИ́ТНЫЙ ПОТО́К — поток Φ вектора *магнитной индукции* $\boldsymbol{B}$ через к.-л. поверхность S:

$$\Phi_B = \int\limits_S \boldsymbol{Bn}\, dS. \qquad (1)$$

Здесь dS — элемент площади, $\boldsymbol{n}$ — единичный вектор нормали к S. В СИ М. п. измеряется в веберах (Вб), в гауссовой системе единиц (к-рая применяется ниже) — в максвеллах (Мкс); 1 Вб$=10^8$ Мкс. Поскольку вектор $\boldsymbol{B}$ является чисто вихревым (div $\boldsymbol{B}=0$), М. п. через произвольную замкнутую поверхность S равен нулю. Это свойство, установленное Гауссом, может нарушаться только при наличии внутри S *магнитных монополей*, пока ещё гипотетических.

Изменение во времени М. п. ведёт, согласно *Максвелла уравнениям* (в интегральной форме), к возникновению вихревого электрич. поля $\boldsymbol{E}$, циркуляция к-рого по замкнутому контуру l, ограничивающему поверхность S, равна

$$\mathcal{E} = \oint \boldsymbol{E}dl = -\frac{1}{c}\frac{\partial\Phi}{\partial t}. \qquad (2)$$

Здесь направление обхода по l связано с направлением нормали $\boldsymbol{n}$ к S правилом правого винта.

Для проводящих контуров, изготовленных из материалов с достаточно высокой проводимостью (напр., из металлич. провода), соотношение (2) в квазистатич. приближении соответствует закону *электромагнитной индукции* Фарадея:

$$\mathcal{E}_{\text{инд}} = -\frac{1}{c}\frac{d\Phi_{\text{к}}}{dt}, \qquad (3)$$

где $\mathcal{E}_{\text{инд}}$ — эдс эл.-магн. индукции, $\Phi_{\text{к}}$ — М. п., «сцепленный» с проводящим контуром, т. е. М. п., усреднённый по всем поверхностям S_l, опирающимся на линии тока в контуре. В отличие от (2), в (3) берётся полная производная от М. п. по времени в соответствии с тем, что эдс индукции возникает не только при изменении магн. поля во времени, но и при движении проводящего контура поперёк магн. поля, при вращениях и деформациях контура.

М. п., сцепленный со сверхпроводящим контуром, постоянен во времени и может принимать лишь дискретные (квантованные) значения: $\Phi_{\text{сп}}=hcn/2e$, где h — постоянная Планка, e — заряд электрона, n — целое число (см. *Квантование магнитного потока*). Величина кванта М. п. указывает на то, что носители электрич. тока в сверхпроводнике (куперовские пары) имеют заряд $2e$.

М. п. может направляться стержнями (обычно ферромагнитными) с *магнитной проницаемостью* $\mu \gg 1$ (см. *Магнитная цепь*), подобно тому как электрич. ток направляется проводами с большой электропроводностью. На границе магнитопровода с окружающим пространством (вакуумом) непрерывна нормальная компонента вектора магн. индукции: $B_n^i = B_n^e$ ($\boldsymbol{B}^i$ и $\boldsymbol{B}^e$ — внутр. и внеш. поле магн. индукции), а тангенциальная составляющая терпит скачок: $B_l^i = \mu B_l^e$. Поэтому при $\mu \gg 1$ и при почти произвольной ориентации внеш. магн. поля (исключение составляет случай, когда поле нормально к границе) вектор магн. индукции $\boldsymbol{B}^i$ почти параллелен границе и его величина много больше B^e, а М. п. слабо меняется вдоль магнитопровода. Это свойство ферромагн. материалов широко используется в электротехнике для сосредоточения и переноса М. п. (напр., в трансформаторах, пост. магнитах, якорях электродвигателей).

Лит.: Тамм И. Е., Основы теории электричества, 9 изд., М., 1976; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982.

М. А. Миллер, Г. В. Пермитин.

МАГНИ́ТНЫЙ ПРОБО́Й — квантовое туннелирование электронов проводимости в магн. поле между классич. электронными орбитами, соответствующими разным энергетич. зонам (подробнее см. *Пробой магнитный*).

МАГНИ́ТНЫЙ РЕЗОНА́НС — избират. поглощение веществом эл.-магн. волн определённой частоты ω, обусловленное изменением ориентации магн. моментов частиц вещества (электронов, ат. ядер). Энергетич. уровни частицы, обладающей магн. моментом μ, во внеш. магн. поле H расщепляются на магн. подуровни, каждому из к-рых соответствует определ. ориентация магн. момента относительно поля H (см. *Зеемана эффект*). Эл.-магн. поле резонансной частоты ω вызывает квантовые переходы между магн. подуровнями. Условие резонанса: $\Delta\mathcal{E}=\hbar\omega$, где $\Delta\mathcal{E}$ — разность энергий между магн. подуровнями. Если поглощение энергии осуществляется ядрами, то М. р. наз. *ядерным магнитным резонансом* (ЯМР). М. р., обусловленный магн. моментами неспаренных электронов в парамагнетиках, наз. *электронным парамагнитным резонансом* (ЭПР). В магнитоупорядоченных веществах электронный М. р. наз. соответственно ферромагнитным, антиферромагнитным и ферримагнитным (см. *Ферромагнитный резонанс*, *Антиферромагнитный резонанс*, *Ферримагнитный резонанс*).

В обычно применяемых магн. полях $\sim10^3$—10^4 Э частоты ЯМР попадают в диапазон коротких радиоволн (10^6—10^7 Гц), а ЭПР — в диапазон СВЧ (10^9—10^{10} Гц). М. р. можно наблюдать методом *двойного резонанса*. Спектры М. р. чувствительны к различным внутр. полям, действующим в веществе, поэтому М. р. применяется для исследования структуры твёрдых тел и жидкостей, атомной и молекулярной динамики и т. п.

В. А. Ацаркин.

МАГНИ́ТНЫЙ СПЕКТРО́МЕТР — прибор для измерения импульсов заряж. частиц по кривизне их траекторий в магн. поле. Осн. характеристиками М. с. являются его разрешающая способность (т. е. точность измерения импульса частицы) и апертура, определяющая телесный угол, в к-ром производится регистрация частиц. Простейшие М. с.—одноканальные приборы с небольшой апертурой и фиксированной траекторией частиц в магн. поле. Энергетич. спектр частиц измеряется при последоват. изменениях магн. поля H. Такие М. с. применяются, как правило, в области малых и средних энергий частиц для изучения процессов, происходящих со сравнительно высокой вероятностью и характеризующихся малым кол-вом вторичных частиц. Если измеряется не только импульс, но и скорость частицы v (напр., по времени пролёта), то можно определить её массу, т. е. идентифицировать частицу (напр., протон, дейтрон, ядро He).

Для увеличения апертуры и снижения уровня фона применяются М. с. с фокусировкой, напр. для исследования β-распада ядер (см. *Бета-спектрометр*). Это позволяет регистрировать частицы с определёнными импульсами, вылетающие в широком интервале углов. Фокусировка достигается с помощью спец. конфигурации магн. поля.

М. с. применяются и для определения энергии жёстких γ-квантов, образующих электрон-позитронную пару e^-e^+ в веществе (конверторе). При этом измеряются импульсы электрона и позитрона (см. *Гамма-спектрометр*). Такой М. с. характеризуется хорошим энергетич. разрешением, однако его светосила невелика, т. к. для получения высокого разрешения необходимо максимально уменьшить потери энергии частиц в конверторе. Конвертор должен быть тонким и вероятность образования e^+e^--пары мала (~5—10%).

Широкоапертурные гибридные М. с. служат для изучения процессов, сопровождающихся рождением большого числа частиц в каждом акте взаимодействия (см. *Множественные процессы*). Эти процессы обычно характеризуются малой вероятностью, что требует М. с. с большой светосилой. Часто необходимо одновременно измерять траектории и импульсы неск. заряж. частиц разл. типов, идентифицировать и определять эффективную массу системы частиц (или т. н. недостающую массу, см. ниже), выделять редкие явления (напр., распады короткоживущих частиц на фоне большого кол-ва др. процессов).

Особый интерес представляют *комбинированные системы детекторов*, в состав к-рых помимо М. с. входят многоканальные системы для регистрации γ-квантов и измерения энергии частиц калориметрич. методами. Это позволяет полностью определять кинематику многочастичных событий (рис. 1). Для увеличения магн. поля используются сверхпроводящие магниты или системы из неск. М. с. Для идентификации

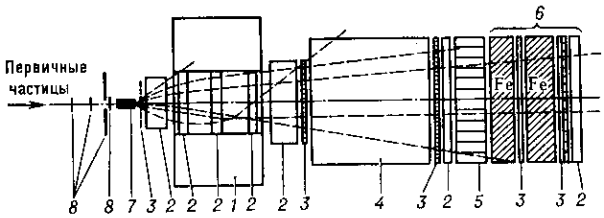


Рис. 1. Схема магнитного спектрометра, используемого в экспериментах на ускорителях: *1* — магнит; *2* — трековые детекторы, регистрирующие траектории (треки) частиц в магнитном поле (пропорциональные и дрейфовые камеры, искровые проволочные камеры); *3* — годоскопы сцинтилляционных счётчиков; *4* — многоканальный черенковский газовый детектор для идентификации вторичных частиц; *5* — спектрометр для регистрации электронов и γ-квантов; *6* — мюонный детектор (система сцинтилляционных *3* и трековых *2* детекторов, прослоенных Fe); *7* — мишень; *8* — детекторы, включённые в схему совпадения, регистрирующую первичные частицы.

вторичных заряж. частиц служат черенковские счётчики (газовые), *переходного излучения детекторы*, эл.-магн. и адронные калориметры (см. *Ионизационный калориметр*), мюонные детекторы. Общее число каналов информации в таких установках достигает 10^6—10^7. Обработка информации происходит с помощью (в линию) ЭВМ.

Двухплечевые М. с. применяются при исследовании двухчастичных процессов (упругое рассеяние, двухчастичные распады короткоживущих частиц и т. д.,

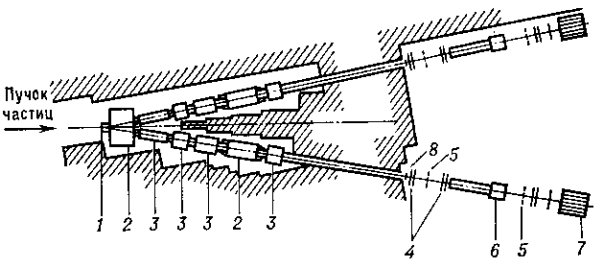


Рис. 2. Схема двухплечевого магнитного спектрометра: *1* — мишень; *2*—магниты; *3*—магнитные линзы; *4*—трековые детекторы; *5*, *8* — сцинтилляционные детекторы; *6*—газовые черенковские счётчики; *7* — ливневые спектрометры для идентификации электронов.

рис. 2). Измеряя импульсы частиц в каждом из плеч М. с. и угол между ними, можно восстановить эффективную массу первичной частицы. Двухплечевые М. с. могут работать в интенсивных пучках ($\sim10^{12}$ частиц за цикл работы ускорителя), что важно при исследовании редких процессов. Именно с помощью таких М. с. открыты J/ψ-частица и *upsilon-частица*. Обе они выделены по двухлептонным распадам: $J/\psi\to e^+e^-$

или $\Upsilon \to \mu^+\mu^-$. Двухплечевые М. с. регистрируют события только в узком кинематич. диапазоне (напр., регистрируется только $J/\psi \to e^+e^-$ или только $\Upsilon \to \mu^+\mu^-$, почти покоящиеся в системе центра масс). Они непригодны для анализа сложных многочастичных процессов.

Спектрометры недостающей массы применяются при исследовании короткоживущих т. н. резонансных частиц (см. *Резонансы*). Напр., если происходит реакция $\pi^- p \to X^- p$ (X^- — все вторичные частицы), то, измеряя импульс и угол вылета протона отдачи р с

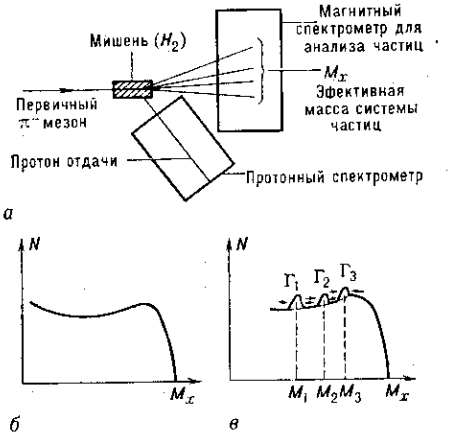


Рис. 3. Принцип действия спектрометра недостающих масс; вверху: схема спектрометра (*а*), внизу: спектры недостающих масс — гладкий (*б*) и с максимумами (*в*).

помощью протонного спектрометра (рис. 3,*а*), можно определить эффективную массу M_x системы X^- (т. н. недостающую массу). Если в реакции всегда образуется неск. независимых вторичных частиц, спектр недостающих масс гладкий (рис. 3,*б*). Однако если реакция идёт в 2 этапа — вначале совместно с протоном отдачи образуются мезонные резонансы, а затем резонансы распадаются на вторичные частицы, то спектр недостающих масс содержит максимумы, свидетельствующие о существовании резонансов (рис. 3,*в*). Спектрометры недостающей массы обычно дополняют какие-то др. приборы, напр. широкоапертурные М. с. В этом случае происходит как бы двойной отбор событий: с помощью спектрометра недостающих масс восстанавливается процесс образования состояния X^-, а распад этого резонанса регистрируется и изучается в широкоапертурном М. с.

Железные М. с. Для измерения импульса и идентификации *мюонов* высоких энергий, к-рые могут без поглощения проходить значит. толщины вещества, применяются большие спектрометры из намагниченных слоёв Fe. Точность измерения импульса в железном спектрометре растёт при увеличении отклонения в магн. поле и ограничивается многократным рассеянием в Fe. Т. к. угол отклонения линейно растёт с длиной траектории L, а угол многократного рассеяния пропорционален $\sqrt{L}$, то с увеличением длины железного М. с. точность измерений импульса растёт. Железные М. с. часто применяются в качестве мюонных детекторов в нейтринных опытах. Иногда железный М. с. объединяет функции и спектрометра, и мишени.

М. с. для экспериментов со встречными пучками включают в себя сверхпроводящие соленоиды или большие магниты, окружающие область, где взаимодействуют 2 сталкивающихся пучка частиц. Такие магн. системы перекрывают угол, близкий к 4π. Встречные пучки проходят по оси установки, а многочисл. регистрирующие приборы располагаются концентрически как внутри самого М. с., так и вне его.

Лит.: Методы измерения основных величин ядерной физики, под ред. К. Л. Люк Юан и Ву Цзянь-сюн, пер. с англ., М., 1964; Элементарные частицы, в. 2, М., 1978; в. 2, М., 1980; в. 1, М., 1981; в. 1, М., 1984 [материалы школ физики ИТЭФ].

Л. Г. Ландсберг.

МАГНИТНЫЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД — *фазовый переход*, при к-ром изменяется магн. фаза, т. е. макроскопич. состояние всей или части магн. подсистемы твёрдого тела (см. *Магнетизм*). Магн. фазы характеризуются параметрами магнитного упорядочения, по их изменению идентифицируются фазовые переходы. М. ф. п. могут быть обусловлены изменением только темп-ры T (спонтанные М. ф. п.), давления P или внеш. магн. поля H (индуцированные М. ф. п.), концентрации магн. ионов x (концентрационные М. ф. п.) и др. термодинамич. параметров. Различают М. ф. п. 1-го рода (когда параметр магн. упорядочения изменяется скачком) и М. ф. п. 2-го рода (с плавным изменением параметров упорядочения).

Типичными примерами М. ф. п. могут служить: температурные переходы ферромагнитной (ФМ) фазы в парамагнитную (ПМ) в *Кюри точке*; антиферромагнитной (АФМ) фазы в парамагнитную в *Нееля точке*; индуцированные внеш. магн. полем переходы от АФМ-фазы к спин-флоп-фазе (см. *Ориентационные фазовые переходы*) и далее к ПМ-фазе; концентрац. переходы ФМ-фазы в фазу *спинового стекла* (СС) и т. п. Магн. фазы иногда сосуществуют с др. упорядоченными фазами, так что М. ф. п. могут сопровождаться структурными, сверхпроводящими, сегнетоэлектрическими и др. фазовыми переходами (см., напр., *Магнитные сверхпроводники*).

Магнитные фазы и параметры упорядочения. Магн. свойства вещества на микроскопич. уровне описываются распределением магн. момента $\boldsymbol{m}_i$ по узлам решётки кристалла или его непрерывным распределением $\boldsymbol{m}(\boldsymbol{r})$. Локальным параметром упорядочения служит квантовостатистич. величина $\langle \boldsymbol{m}_i \rangle$; набор величин $\langle \boldsymbol{m}_i \rangle$, в пределе при $T \to 0$ переходящих в $\boldsymbol{m}_i$, для всех узлов в регулярных (с дальним порядком) магн. фазах — ФМ, АФМ и др. (или вероятностей их распределения в нерегулярных магн. фазах — СС и др.) полностью характеризуют эти фазы. Для описания магн. состояния регулярной фазы достаточно одного или неск. глобальных параметров дальнего упорядочения. К их числу относится, напр., намагниченность $\boldsymbol{m} = \boldsymbol{M}/N$ в расчёте на узел, где $\boldsymbol{M} = \sum_i \langle \boldsymbol{m}_i \rangle$ — термодинамич. величина, называемая результирующей намагниченностью (суммирование идёт по всем N эквивалентным магн. ионам). Соответственно, при наличии двух или более *магнитных подрешёток* A, B,... глобальными параметрами упорядочения служат уд. намагниченности $\boldsymbol{m}_A$, $\boldsymbol{m}_B$, ... или их проекции на кристаллографич. оси; в АФМ-фазе используются также параметры $\boldsymbol{m} = \boldsymbol{m}_A + \boldsymbol{m}_B$ и $\boldsymbol{l} = \boldsymbol{m}_A - \boldsymbol{m}_B$.

Конкретный вид распределения $\langle \boldsymbol{m}_i \rangle$ определяется минимизацией квантовомеханич. ср. энергии магнетика в осн. состоянии при $T=0$ (или свободной энергии при $T \neq 0$) с учётом взаимодействия с внеш. магн. полем, дополнит. условия нормировки $|\boldsymbol{m}_i| = \text{const}$ и требований *магнитной симметрии* магнетика. Влияние размеров и формы реальных образцов с доменной структурой, а также магн. *диполь-дипольного взаимодействия* в них проявляется в том, что на поверхности образца возникают размагничивающие поля и изменяются условия устойчивости фаз.

Простейшая (полностью неупорядоченная) магн. фаза наз. парамагнитной и характеризуется тем, что магн. моменты во всех узлах испытывают тепловые флуктуации, так что в отсутствие внеш. магн. поля ($\boldsymbol{H}=0$) все $\langle \boldsymbol{m}_i \rangle = 0$. В ПМ-фазе полностью отсутствует спонтанный дальний магн. порядок, т. е. $\boldsymbol{m}=0$

Таб л. 1. — **Классификация некоторых спонтанных магнитных фаз при $H=0$**

Фазы	Параметры обмена J и анизотропии D	Параметры упорядочения m, q
Парамагнитная	$J=0$, $D=0$	$m=0$, $q=0$
Регулярные фазы: Ферромагнитная	$J_i \geqslant 0$ $\begin{cases} D \geq 0 \\ D < 0 \end{cases}$	$m_{\parallel} \neq 0$, $m_{\perp}=0$ (ОЛН) $m_{\perp} \neq 0$, $m_{\parallel}=0$ (ПЛН)
Антиферромагнитная	$J_1 < 0$, $J_2 > 0$ $\begin{cases} D \geq 0 \\ D < 0 \end{cases}$	$m_{\parallel}^{A} = -m_{\parallel}^{B}$, $m=0$, $l_{\parallel} \neq 0$ (ОЛН) $m_{\perp}^{A} = -m_{\perp}^{B}$, $m=0$, $l_{\perp} \neq 0$ (ПЛН)
Ферримагнитная	$J_1 < 0$, $D_2 > 0$, $D \neq 0$, $S_A \neq S_B$	$m_A \uparrow\downarrow m_B$, $\lvert m_A \rvert \neq \lvert m_B \rvert$, $m \neq 0$
Слабоферромагнитная	$J_1 < 0$, $J_2 > 0$, $J_{ДМ} > 0$ $\begin{matrix} D \geq 0 \\ D < 0 \end{matrix}$	$m_{\parallel}^{A} = -m_{\parallel}^{B}$, $m_{\parallel}=0$, $l_{\parallel} \neq 0$ $m_{\perp}^{A} = m_{\perp}^{B}$, $m_{\perp} \neq 0$, $l_{\perp} \neq 0$
Гелимагнитная	$J_1 > 0$, $J_2 < 0$, $D \neq 0$	
Нерегулярные фазы, или спиновые стёкла СС:	1) $J_i \leqslant 0$ или случайная знакопеременность 2) случайная ориентация осей анизотропии $\lvert D \rvert \gg \lvert J \rvert$	
Асперомагнитное СС	неравновероятное распределение $\langle m_i \rangle$	$m \neq 0$, $q_{\perp} \neq 0$, $q_{\parallel} = 0$
Сперомагнитное (идеальное) СС	равновероятное распределение $\langle m_i \rangle$	$m=0$, $q_{\perp} \neq 0$, $q_{\parallel} \neq 0$
Сперимагнитное СС	многокомпонентный магнетик	$m_A \neq 0$, $q_A = 0$ $m_B=0$, $q_B \neq 0$
Миктомагнитное (кластерное) СС	высокая концентрация магнитной примеси	$m=0$, $q \neq 0$, $\overline{\langle m_i m_j \rangle} \neq 0$

Условные обозначения: J_i — обменный интеграл между данным магнитным моментом и магнитными моментами в i-й координационной сфере, $J_{ДМ}$ — константа взаимодействия Дзялошинского — Мория, D — константа одноосной анизотропии, ОЛН — ось лёгкого намагничивания, ПЛН — плоскость лёгкого намагничивания, m — уд. спонтанная намагниченность, q — параметр порядка Эдвардса — Андерсона.

при любой темп-ре T (если $H=0$). Кроме того, в идеальном парамагнетике, если пренебречь взаимодействием между магн. моментами, при всех значениях H и T отсутствует также и к.-л. ближний магн. порядок (см. *Парамагнетизм*). Любая магнитоупорядоченная фаза при достаточно высоких темп-рах и (или) малых концентрациях магн. ионов переходит в состояние, близкое к ПМ-фазе.

Традиционными и наиб. изученными упорядоченными магн. фазами являются ферро-, антиферро-, ферри (ФИМ)- и гелимагнитная (ГИМ) фазы (см. *Магнитная атомная структура*). Характер магн. упорядочения в них определяется конкуренцией *обменного взаимодействия* J_{ij}, *магнитной анизотропии* D_i (как правило, одноосной) и зеемановского взаимодействия локальных магн. моментов с внеш. магн. полем H. В нек-рых магнетиках слабые релятивистские взаимодействия в АФМ-фазе приводят к т. н. взаимодействию Дзялошинского — Мория $J_{ДМ}$ и возникает слабоферромагнитная (СФМ) фаза (см. *Слабый ферромагнетизм*). В магнетиках со сложной кристаллографич. структурой (напр., ферритах-гранатах, ортоферритах, см. *Ферриты*) возможно наличие трёх и более магн. подрешёток и, соответственно, значит. число разл. магн. фаз, как правило, неколлинеарных («угловых»). В низкоразмерных магнетиках (квазиодномерных, планарных, слоистых) обменное взаимодействие характеризуется сильной анизотропией по кристаллографич. направлениям и дальний магн. порядок не всегда существует. Такие магнетики описываются, напр., т. н. топологич. упорядочением Костерлитца—Таулеса [13] или только ближним магн. порядком.

Весьма сложные магнитоупорядоченные, но нерегулярные магн. фазы возникают в кристаллич. или аморфных веществах при случайной ориентации осей анизотропии и (или) при случайных переменах знака параметра обменного взаимодействия J_{ij}. Эта ситуация реализуется, напр., благодаря дальнодействующему *РККИ-обменному взаимодействию* или диполь-дипольному взаимодействию в структурно неупорядоченных или аморфных образцах. Подобные фазы носят общее наименование спиновых стёкол и характеризуются т. н. *фрустрацией* магн. моментов, т. е. невозможностью одноврем. минимизации энергий всех обменных связей, и вследствие этого хаотич. «замороженностью» моментов в узлах решётки. Эти фазы не являются термодинамически равновесными, они метастабильны. В одной из моделей спиновых стёкол в качестве параметра упорядочения рассматривается параметр Эдвардса — Андерсона $q=\overline{\langle m_i^2 \rangle}$ [иногда отдельно рассматриваются параметры $q_{\parallel}$ (продольный) и $q_{\perp}$ (поперечный) по отношению к к.-л. выделенной оси]; черта в выражении для q означает усреднение с соответствующим статистич. весом по всем случайным магн. конфигурациям.

Схематич. классификация нек-рых магн. фаз (как регулярных, так и нерегулярных) приведена в табл. 1.

Общие свойства и классификация М. ф. п. Анализ М. ф. п. проводится обычно с помощью магн. фазовых

диаграмм (МФД), к-рые строятся в координатах T, P, H, x и др. и могут быть многомерными; примеры таких диаграмм изображены на рис. 1—8 и описаны ниже в тексте. Наиб. употребительны двумерные МФД в переменных магн. поле — темп-ра ($H^{\parallel,\perp}$, T), где $H^{\parallel}$ и $H^{\perp}$ — соответственно продольно или поперечно

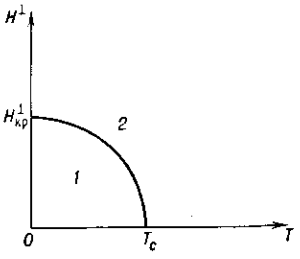


Рис. 1. МФД ферромагнетика типа ЛО в поперечном магнитном поле: 1 — угловая фаза; 2 — ПМ-фаза; $H^{\perp}_{кр}$ — критическое поле; T_C — точка Кюри. Фаза ЛО реализуется при $H=0$, $T<T_C$, фаза ЛП при $T=0$, $H\geqslant H_{кр}$.

ориентированное относительно оси анизотропии внеш. магн. поле, а также МФД в переменных концентрация — темп-ра (x, T). Магн. фазы на МФД отделены друг от друга линиями — фазовыми границами, пересекающимися в т. н. поликритических точках.

М. ф. п. 1-го рода происходят между фазами любой магн. симметрии, допустимой в данном магнетике. В случае М. ф. п. 2-го рода магн. группа низкосимметричной (и, как правило, низкотемпературной) фазы является подгруппой магн. группы высокосимметричной фазы.

Для М. ф. п. 1-го рода характерны метастабильные и гистерезисные (по темп-ре) явления, а также имеет место магн. аналог *Клапейрона—Клаузиуса уравнения* [напр., $dH/dT=\Delta S/\Delta M$ на МФД в переменных (H, T), где ΔS и ΔM — скачки энтропии и намагниченности при переходе через фазовую границу, на к-рой берётся производная]. На основе обобщения Эренфеста уравнений на случай М. ф. п. можно получить и ряд др. соотношений для скачков термодинамич. величин (в частности, объёмной магнитострикции парапроцесса).

Реальный М. ф. п. 1-го рода в ограниченных по размерам магнетиках сопровождается иногда возникновением т. н. промежуточного состояния и соответственно межфазных границ, разделяющих существенно различные магн. фазы (напр., ФМ- и ПМ-фазы, что резко отличает эти границы от доменных границ) и влияющих на гистерезисные и др. явления.

Все М. ф. п. сопровождаются особенностями (аномалиями) в поведении на фазовых границах как магн., так и немагн. термодинамич. величин — намагниченности M, восприимчивости χ, теплоёмкости C, упругих модулей E, G, а также уд. объёма V, энтропии S. Трудность в эксперим. получении и интерпретации этих результатов состоит в выделении магн. вкладов в изменение соответствующих термодинамич. величин. Конечность размеров образца приводит к «размытости» М. ф. п. и сглаживанию всех связанных с ними аномалий.

Одной из наиб. важных термодинамич. характеристик М. ф. п. является поведение обобщённой восприимчивости магнетика $\tilde{\chi}=\partial\tilde{m}/\partial\tilde{h}=-\partial^2F/\partial\tilde{h}^2$ (F — свободная энергия, $\tilde{h}$ — обобщённое поле). Восприимчивость $\tilde{\chi}$ определяет линейный (за исключением случая спиновых стёкол) отклик параметра упорядочения $\tilde{m}=-\partial F/\partial\tilde{h}$ на включение термодинамически сопряжённого ему обобщённого поля $\tilde{h}$ [13]. Величина $\tilde{\chi}$ совпадает с обычной начальной магн. восприимчивостью $\chi_0=(\partial M/\partial H)_{H=0}$ только в простейшем случае однородной ФМ-фазы; в более сложных случаях (АФМ-, ГИМ-, СС-фазы и др.) величина $\tilde{\chi}$ в точке М. ф. п. имеет расходимость ($\tilde{\chi}\to\infty$), а величина χ_0 испытывает лишь излом. Для М. ф. п. характерны также динамические аномалии, прежде всего, обращение в нуль частоты т. н. мягкой моды, т. е. однородных колебаний соответствующего параметра упорядочения, что свидетельствует о потере термодинамич. устойчивости данной фазы. Кроме того, при М. ф. п. наблюдается критич. замедление всех кинетич. и релаксац. явлений (см. *Критические явления*), а также аномальное возрастание как величины флуктуаций *параметра порядка*, так и радиуса корреляции флуктуаций.

Спонтанные М. ф. п. по температуре связаны с нагревом (охлаждением) магнетика и обычно рассматриваются при его пост. составе, пост. давлении и в отсутствие внеш. магн. поля. К таким переходам относятся прежде всего М. ф. п. типа порядок—беспорядок из к.-л. магнитоупорядоченной фазы в ПМ-фазу (с обращением в нуль соответствующего параметра упорядочения). Они происходят при темп-рах, при к-рых тепловое разупорядочивающее движение магн. моментов начинает преобладать над упорядочивающим влиянием взаимодействий между ними: в *Кюри точке* T_C в случае М. ф. п. вида ФМ → ПМ и в *Нееля точке* T_N в случае переходов АФМ → ПМ. Обычно эти М. ф. п. относят ко 2-му роду, однако благодаря зависимости обменного интеграла от уд. объёма $J(V)=J_0(1+\beta\Delta V/V)$ и сжимаемости решётки при достаточно больших β (напр., в ФМ MnAs и АФМ CrAs) они могут стать М. ф. п. 1-го рода (т. н. механизм Бина — Родбелла [6]).

Весьма распространены и более сложные спонтанные М. ф. п. типа порядок—порядок с изменением характера параметра упорядочения; к ним относятся прежде всего метамагн. переходы вида ФМ—АФМ. В FeRh и нек-рых сплавах на основе Mn они происходят, возможно, за счёт механизма обменной инверсии Киттеля, т. е. смены знака эффективного обменного интеграла $J(T)$ за счёт теплового расширения решётки, тогда как в магн. редкоземельных (РЗМ) полупроводниках EuSe (или EuTe) и CeSb они обусловлены многоспиновым обменом и, возможно, к.-л. иными видами обмена [8]. Существуют также «многоступенчатые» М. ф. п. типа порядок—порядок; они характерны, напр., для чистых РЗМ-элементов (ФМ-спираль → АФМ-спираль → ПМ в Ho и др.). В ряде ферримагнетиков (напр., интерметаллич. соединениях RFe_2, где R — РЗМ-элемент) благодаря разл. температурной зависимости намагниченностей подрешёток $\boldsymbol{m}_A(T)$ и $\boldsymbol{m}_B(T)$ возникает точка компенсации $T_к$, в к-рой $\boldsymbol{m}=0$.

Спонтанные спин-(пере)*ориентационные фазовые переходы*, при к-рых параметр порядка $\boldsymbol{m}$ (или $\boldsymbol{l}$) изменяет ориентацию относительно осей кристалла, происходят за счёт температурной зависимости константы анизотропии $K_1(T)$ при достижении темп-р, где $K_1(T)$ меняет знак. При этом род перехода зависит от знака константы анизотропии более высокого порядка $K_2(T)$; напр., переход в Gd от неколлинеарной (конусной, или угловой) ФМ-фазы к коллинеарной ФМ-фазе (с направлением намагниченности вдоль оси лёгкого намагничивания) является М. ф. п. 2-го рода. Вообще спонтанный М. ф. п. в ферро- или антиферромагнетике от фазы «лёгкая ось» (ЛО) к фазе «лёгкая плоскость» (ЛП) может происходить как один переход 1-го рода ($K_2<0$) или как последовательность двух переходов 2-го рода ($K_2>0$) (во втором случае — через угловую фазу, для к-рой параметром упорядочения служит угол ϑ между вектором $\boldsymbol{m}$ и осью z). М. ф. п. первого типа между фазами СФМ — АФМ происходит в *Морина точке* T_M (напр., в гематите α-Fe_2O_3 и РЗМ-ортоферрите $DyFeO_3$); М. ф. п. второго типа имеет место, напр., в РЗМ-ортоферритах на основе Sm и Tm.

В неупорядоченных магн. соединениях и сплавах (напр., CuMn, AuFe) в определённых интервалах

концентрации магн. ионов возможен М. ф. п. между фазами ПМ—СС в т. н. точке замерзания T_{cc}, а также более сложный двойной температурный переход ПМ—ФМ—СС (напр., в тройных системах Eu—Sr—S, Fe—Ni—Cr).

Индуцированные М. ф. п. происходят в магнетике (в условиях $T=\text{const}$ и $x=\text{const}$) при наложении внеш. магн. поля или давления (в последнем случае, как правило, при одноосном сжатии).

Внеш. магн. поле $\boldsymbol{H}$ может вызвать перестройку осн. состояния магнетика — индуцированный спин-(пере)ориентац. переход. Подобные М. ф. п. происходят по достижении определённых критич. значений поля $\boldsymbol{H}_{кр}$ и сопровождаются изменением магн. симметрии — изменением ориентации векторного параметра упорядочения или его типа (напр., $\boldsymbol{l} \to \boldsymbol{m}$ в антиферромагнетике).

Температурная зависимость $H_{кр}(T)$ изображается на плоскости (H, T) линией, являющейся фазовой границей и описывающей зависимость критич. темп-ры от магн. поля. При достаточно высоких темп-рах и $H \neq 0$ любая магнитоупорядоченная фаза переходит в ПМ-фазу; то же происходит при любых T в достаточно сильных полях. В обоих случаях возникающая фаза является магнитонасыщенной («квазиферромагнитной»), т. к. обладает отличной от нуля намагниченностью $M(H) \neq 0$.

В простейшем случае ферромагнетика типа ЛЮ под влиянием поля $H^{\perp}$ происходят два М. ф. п. 2-го рода: сначала при $H^{\perp} \neq 0$ в угловую фазу, а затем по достижении $H^{\perp}_{кр} \sim D$ — в фазу ЛП (рис. 1). Более сложная перестройка при $T=0$ происходит в двух- или многоподрешёточных магнетиках с разл. величинами

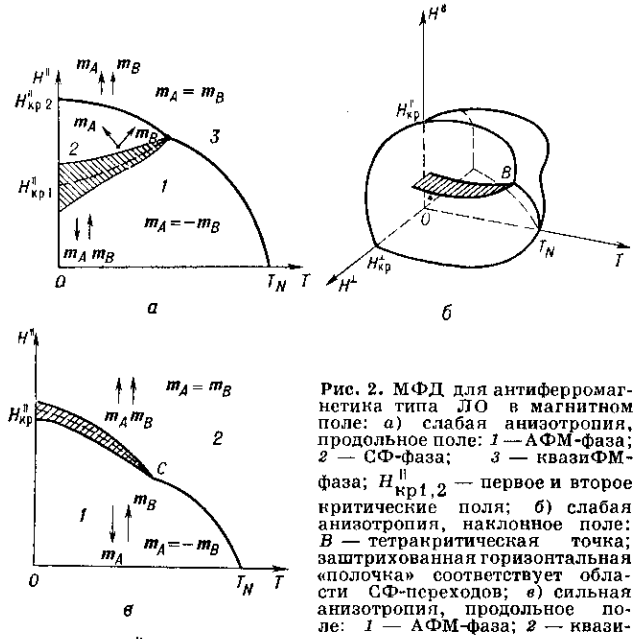


Рис. 2. МФД для антиферромагнетика типа ЛО в магнитном поле: *а*) слабая анизотропия, продольное поле: *1* — АФМ-фаза; *2* — СФ-фаза; *3* — квазиФМ-фаза; $H^{\parallel}_{кр1,2}$ — первое и второе критические поля; *б*) слабая анизотропия, наклонное поле: *B* — тетракритическая точка; заштрихованная горизонтальная «полочка» соответствует области СФ-переходов; *в*) сильная анизотропия, продольное поле: *1* — АФМ-фаза; *2* — квазиФМ-фаза; $H^{\parallel}_{кр}$ — критическое поле метамагнитного М. ф. п.; *C* — трикритическая точка. Заштрихована метастабильная область между границами фаз устойчивости *1* и *2*.

и знаками параметров обмена и анизотропии. Напр., в антиферромагнетике типа ЛО ($J<0$, $D>0$) со слабой анизотропией $D \leqslant |J|$ (MnF_2, ортоалюминат $GdAlO_3$) в продольном магн. поле $H^{\parallel}$ происходят два последовательных М. ф. п. (рис. 2,*а*): при $H^{\parallel}_{кр,\,1} \sim \sqrt{D\,|J|}$ — М. ф. п. 1-го рода АФМ—СФ («разворот» подрешёток), где СФ — спин-флоп, или угловая фаза; при $H^{\parallel}_{кр,\,2} \sim |J|$ происходит М. ф. п. 2-го рода СФ — (квази) ФМ («схлопывание» подрешёток). При отрицат. значениях константы анизотропии более высокого порядка (напр., в K_2MnF_4, $CoBr_2 \cdot 2H_2O$) переход АФМ—СФ может происходить в виде последовательности двух М. ф. п. 2-го рода через промежуточную угловую фазу, в к-рой угол вектора $\boldsymbol{l}$ с осью анизотропии плавно изменяется от нуля до $\pi/2$. В наклонном поле, т. е. при наложении наряду с $H^{\parallel}$ также поля $H^{\perp}$, соответствующая МФД принимает вид, изображённый на рис. 2*б*, при этом бикритическая точка A (рис. 2,*а*) становится тетракритической точкой B.

В случае сильной анизотропии ($D \geqslant |J|$ — т. н. «изинговский предел») в двухподрешёточных антиферромагнетиках с ферромагн. обменом внутри подрешёток (напр., в РЗМ-фосфатах RPO_4, где R=Dy, Tb, Ho, или слоистом $FeCl_2$) при $H^{\parallel}_{кр} \sim |J|$ при $T=0$ происходит лишь один (т. н. метамагнитный) М. ф. п. 1-го рода АФМ—(квази) ФМ (см. *Метамагнетик*); с ростом темп-ры переход становится всё более плавным и по достижении трикритической точки C (рис. 2,*в*) он сменяется М. ф. п. 2-го рода. Если обмен внутри подрешёток антиферромагнитный [напр., в РЗМ-алюминатах (галатах) со структурой граната типа Dy_3Al_5 (или $Ga_5)O_{12}$], то магн. подсистема становится неустойчивой и метамагн. переход происходит через промежуточную ферримагнитную (спин-флип) фазу с образованием многоподрешёточной магн. сверхструктуры.

Внеш. магн. поле существенно влияет на характер спонтанных (прежде всего ориентационных) М. ф. п. в магнетиках, описываемых многокомпонентным параметром упорядочения (напр., двумя векторами $\boldsymbol{m}_R$ и $\boldsymbol{m}_{Fe}$) намагниченностей редкоземельной (R) и железной (Fe) подрешёток в РЗМ-ферритах со структурой гранатов типа $R_3Fe_5O_{12}$]. МФД для изотропных поликристаллич. образцов двухподрешёточных ферритов-гранатов $R_3Fe_5O_{12}$ изображена на рис. 3,*а*. Влияние даже слабой одноосной анизотропии в монокристаллич. образцах особенно существенно вблизи темп-ры компенсации $T_к$, где оба критич. поля $H_{кр1,\,2} \sim |J_{1,\,2}|$ ($m_R = \pm m_{Fe}$) изотропного образца обращаются в нуль;

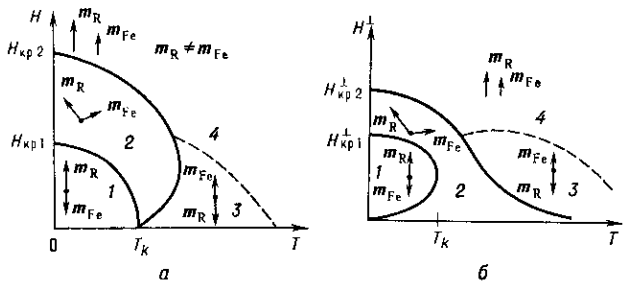


Рис. 3. МФД двухподрешёточного ферримагнетика во внешнем магнитном поле (на примере РЗМ-ферритов типа $R_3Fe_5O_{12}$): *а*) изотропный случай; *б*) анизотропия типа ЛО, поперечное поле: *1* — ФИМ-фаза; *2* — скошенная АФМ-фаза; *3* — АФМ-фаза; ПМ-фаза; $H^{\perp}_{кр\,1,2}$ — первое и второе критические поля; $T_к$ — точка компенсации; $\boldsymbol{m}_R$, $\boldsymbol{m}_{Fe}$ — векторы удельной намагниченности R- и Fe-подрешёток. Пунктиром обозначена линия, на которой $\boldsymbol{m}_R$ обращается в нуль [5].

соответствующая МФД для случая поперечного поля $H^{\perp}$ изображена на рис. 3,*б*.

Наложение внеш. давления P [при $T=\text{const}$ и в отсутствие магн. поля ($H=0$)] индуцирует М. ф. п. посредством двух механизмов: обменно-стрикционного (Бина — Родбелла) и обменно-кристаллического. В первом случае при $\beta<0$ давление P устраняет М. ф. п. 1-го рода; при

$\beta>0$ (что характерно для большинства магнетиков) любое $P\leqslant P_{кр}$ индуцирует М. ф. п. 1-го рода ФМ—ПМ, исчезающий выше критич. давления $P_{кр}$. При дальнейшем возрастании P (напр., в интерметаллич. соединении MnAs) возникает АФМ-фаза с М. ф. п. 2-го рода АФМ—ПМ; затем происходит *структурный фазовый переход* и возникает новая ФМ-фаза с соответствующим М. ф. п. 2-го рода ФМ—ПМ (рис. 4). Во всех случаях барич. производная критич. темп-ры $dT_{C,N}/dP\sim$ $\sim(-\beta)$; её знак может меняться в разл. областях изменения давления. При изоструктурном замещении

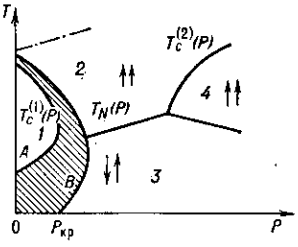


Рис. 4. МФД для двухподрешёточного магнетика, находящегося под действием одноосного внешнего сжатия (на примере MnAs): *1* — ФМI-фаза (высокоспиновая) низкого давления; *2* — ПМ-фаза; *3* — АФМ-фаза; *4* — ФМII-фаза (низкоспиновая) высокого давления (фазы *1* и *4* отличаются типом кристаллической структуры); $P_{кр}$ — критическое давление; $T_{C\,(N)}$ — точки Кюри (Нееля). Заштрихована область метастабильности между границами устойчивости фаз *1*, *2* и *3* (*A*, *B* — соответственно нижняя и верхняя границы). Пунктиром обозначена граница структурного фазового перехода [6].

(напр., MnAs → MnSb) постоянная решётки возрастает, т. е. имеет место эффект, эквивалентный наложению отрицат. давления (растяжению образца); при этом М. ф. п. ФМ—ПМ (напр., при $P_{атм}<P_{кр}$ в MnSb) вновь становится переходом 2-го рода.

Существенно, что при значениях темп-ры T и давления P в метастабильной области МФД на рис. 4 для MnAs (где её границы от 2 до 6,5 кбар) или его сплавов с переходными 3*d*-металлами наложение внеш. магн. поля $H\geqslant H_{кр}$ $(T,\ P)$ индуцирует необратимый М. ф. п. из ПМ- или АФМ-фазы в ФМ-фазу. Особенно велика роль внеш. магн. поля, когда $P_{кр}<0$ и ФМ-фаза при всех давлениях $P\geqslant 0$ является «скрытой», т. е. спонтанно не реализуется, что наблюдается, напр., в сплавах $MnFe_x$ (или Co_x)As при $x\geqslant 0{,}01$. В этом случае наложение H приводит к смещению всей МФД в область положит. давлений и делает ФМ-фазу доступной наблюдению.

Концентрационные М. ф. п. происходят при неизменных значениях темп-ры T, магн. поля H и давления P и характерны для сложных магн. соединений переменного состава и, как правило, неупорядоченной

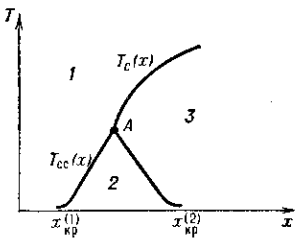


Рис. 5. МФД для диэлектрического сплава на примере $Eu_xSr_{1-x}S$: *1* — ПМ-фаза; *2* — СС-фаза; *3* — ФМ-фаза; *A* — тройная точка; $x_{кр}^{(1,2)}$ — критические значения концентрации [11].



Рис. 6. МФД бинарного металлического сплава благородного металла с переходными: *1* — ПМ-фаза; *2* — кондо-фаза; *3* — СС-фаза; *4* — асперомагнитная фаза; *5* — ФМ- или АФМ-фаза; T_K — температура Кондо; T_{cc} — температура замерзания; $T_{C(N)}$ — температура Кюри (Нееля); $x_{кр}^{(1)}$ — предел разбавления; $x_{кр}^{(2)}$ — предел перколяции [11].

атомной структуры (аморфных *магнитных диэлектриков* и *магнитных полупроводников*, *металлических стёкол* и т. п.). При изменении концентрации x примесных магн. ионов изменяется характер эффективного прямого или косвенного (в т. ч. РККИ-) взаимодействия, что обычно приводит при $T=0$ к двум М. ф. п. при достижении критич. значений $x_{кр}^{1,2}$. В обоих случаях при $x<x_{кр}^{(1)}$ магн. ионы являются почти изолированными («режим одиночной примеси»), и в магнетике реализуется слабомагн. ПМ-фаза (рис. 5) или кондо-фаза (рис. 6, см. также *Кондо-эффект*). При достижении т. н. предела р а з б а в л е н и я $x_{кр}^{(1)}$ между примесными моментами возникают конкурирующие обменные взаимодействия и магнетик переходит в СС-фазу. С дальнейшим увеличением x возрастает роль прямого обмена и тенденция к образованию магн. кластеров; наконец, при достижении $x_{кр}^{(2)}$, т. н. предела п е р к о л я ц и и (п р о т е к а н и я), устанавливается дальний магн. порядок: сначала смешанная асперомагн. фаза (см. *Спиромагнетизм*), а затем чистая АФМ- или ФМ-фаза.

При $T\neq 0$ фазовые границы определяются температурными зависимостями $x_{кр}^{(1,\,2)}(T)$ или, что то же, концентрац. зависимостями темп-р замерзания спинового стекла $T_{cc}^{1,2}(x)$ и точек Кюри (Нееля) $T_{C,\,N}(x)$, пересекающимися в тройной точке A, выше к-рой СС-фаза вообще не возникает. В случае МФД на рис. 6 имеется, кроме того, фазовая граница $T_K(x)$, соответствующая переходу из кондо-фазы в ПМ-фазу; эта МФД характерна, напр., для разбавленных твёрдых растворов типа AB_x с РККИ-взаимодействием, где A — благородный металл (Au, Ag, Pt), образующий диамагн. матрицу, B — переходный 3*d*-металл (Fe, Ni, Co). Кондо-фаза возникает в примесных металлич. магнетиках благодаря эффекту Кондо, состоящему в частичной экранировке (компенсации) магн. момента примесных *d*-ионов за счёт их антиферромагнитного s — d-обменного взаимодействия со спинами *s*-электронов проводимости. Кондо-фаза переходит в СС-фазу при $x_{кр}^{(1)}\approx 10^{-4}$, тогда как для ФМ-фазы в AuFe $x_{кр}^{(2)}\approx$ $\approx 0{,}17$, для АФМ-фазы в CuMn $x_{кр}^{(2)}\approx 0{,}45$.

Концентрац. метамагнитные (см. *Метамагнетик*) М. ф. п. 1-го рода ФМ—АФМ осуществляются в (квази) бинарных концентрир. сплавах ФМ- и АФМ- 3*d*-металлов, напр. в Fe_xCr_{1-x} (или Ni_{1-x}) (рис. 7), нек-рых сталях $Fe_aNi_{1-a-x}M_x$ (M=Mn, Cr, V; a=const), а также в $Mn_{1-x}Cr_xSb$ и $Fe(Pd_xPt_{1-x})_3$ при значениях $x_{кр}\approx 0{,}5$. Конкуренция прямых ФМ- и АФМ-взаимодействий (соответственно, $J_1>0$ в первой и $J_2<0$ во второй координац. сферах, $J_1=2\,|\,J_2\,|$) и вызванная ею фрустрация приводят к концентрац. М. ф. п. в диэлектрич. сплаве $Eu_xSr_{1-x}S$, причём $x_{кр}^{(1)}\approx 0{,}1$, $x_{кр}^{(2)}\approx 0{,}5$ (при $x=0$ образец — идеальный

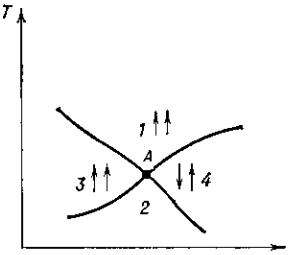


Рис. 7. МФД для интерметаллического сплава 3*d*-переходных ферро- и антиферромагнетиков: *1* — ПМ-фаза; *2* — СС-фаза; *3* — ФМ-фаза; *4* — АФМ-фаза; *A*-тетракритическая точка; T_{cc} — температура замерзания; $T_{C(N)}$ — точка Кюри (Нееля) [11].

диамагнетик, при $x=1$ — ферромагнетик); то же верно для ряда легиров. магнетиков со структурой граната.

Концентрац. М. ф. п. типа ПМ—СС происходят также в сложных полупроводниках, напр. во «фрустрированных» тройных халькогенидных сплавах с широкой ($Cd_{1-x}Mn_xTe$) и узкой ($Hg_{1-x}Mn_xTe$ или Se) запрещёнными зонами, где преобладающим при $x\geqslant$ $\geqslant x_{кр}\approx 0{,}16$ является прямое антиферромагн. взаимодействие ионов Mn^{2+} (рис. 8). В сплавах первого типа в пределе больших концентраций ($x\geqslant 0{,}7$) реализуется АФМ-фаза, к-рая не обнаруживается в спла-

вах второго типа. Существенно, однако, что в узкощелевом полупроводнике $Hg_{1-x}Mn_xTe$ в пределе малых концентраций ($x \leqslant 0{,}08$) возможно существование ещё одной СС-фазы благодаря механизму косвенного РККИ-обмена за счёт виртуальных межзонных переходов электронов из валентной зоны в зону проводимости;

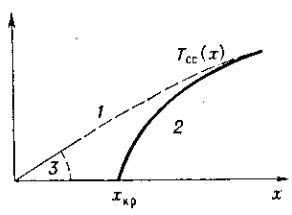


Рис. 8. МФД для полумагнитных узкощелевых полупроводников (на примере $Hg_{1-x}Mn_xTe$): *1* — ПМ-фаза; *2* — ССI-фаза; *3* — ССII-фаза; $x_{кр}$ — критическая концентрация [12].

тот же результат достигается наложением внеш. давления $P \geqslant P_{кр}$, создающим при $x \neq 0$ бещелевое состояние, характерное для случая $x=0$. В ряде магнетиков изменение концентрации x, подобно магн. полю H и давлению P, может приводить к изменению рода перехода. В сплаве $Dy_xY_{1-x}Co_2$, напр., переход ФМ—ПМ при $x<x_{кр}$ имеет 2-й род, а при $x>x_{кр}$ — 1-й, так что $x_{кр}$ — трикритич. точка. Значит. интерес представляют также концентрац. М. ф. п. в сплавах, обнаруживающих сосуществование магнетизма и сверхпроводимости (см. *Магнитные сверхпроводники*).

Теория М. ф. п., как и всех фазовых переходов, основана на общих принципах и методах *термодинамики* и квантовой *статистической физики*, но из-за трудностей математич. характера в законченном виде ещё не построена. К числу наиб. употребительных приближённых методов теории относится метод *молекулярного поля* Вейса (см. *Среднего поля приближение*) или эквивалентные ему вариац. принцип для свободной энергии Н. Н. Боголюбова и феноменологич. теория фазовых переходов Л. Д. Ландау (последняя основана на разложении свободной энергии магнетика вблизи точки М. ф. п. по степеням параметра упорядочения). При описании широкого класса М. ф. п. в рамках теории Ландау весьма полезен метод термодинамич. коэффициентов Аррота — Белова — Нокса (графики зависимости H/M от M^2); с их помощью, в частности, удобно определять положение точек М. ф. п. Указанные методы дают в целом правильное качеств. описание М. ф. п., особенно в магнетиках со сложной атомной и магн. структурой; физически они исходят из представления о бескопечном радиусе обменного взаимодействия и формально соответствуют предельному переходу $d \to \infty$, где d — размерность решётки магн. моментов.

Более точное количеств. описание, учитывающее конечный радиус r_0 обменного взаимодействия, достигается с помощью разл. вариантов теории возмущений (напр., разложения по степеням $1/r_0^3$) и соответствующей диаграммной техники для спиновых операторов [3]. Хорошие результаты даёт также метод ур-ний движения для двухвременных температурных *Грина функций*, приводящий к самосогласованному описанию статич. и динамич. свойств магнетиков в широком интервале темп-р [4].

Наиб. точное описание критич. поведения термодинамич. величин магнетика в окрестности М. ф. п. достигается с помощью метода *ренормализационной группы*, основанного на представлении о *масштабной инвариантности* (гипотезе подобия, или с к е й л и н г е) и позволяющего регулярным образом учесть флуктуации параметра магн. упорядочения [7]. С помощью этого метода удаётся с хорошей точностью вычислить т. н. *критические показатели* (индексы) вблизи (поли) критич. точек для разл. моделей (*Изинга модель*; поперечной, или XY-модели; *Гейзенберга модель*), характеризующихся разл. размерностью n параметра упорядочения (соответственно $n=1$, 2, 3); при этом возможен учёт и разл. значений эффективной (не обязательно целочисленной) размерности решётки d. Обычно рассматривают положит. критич. показатели α, β, γ, δ, η, ν, к-рые удобнее всего определить на примере спонтанного М. ф. п. ФМ — ПМ: при $\tau \equiv (T-T_C)/T_C \to +0$ параметр упорядочения обращается в нуль, $m \sim (-\tau)^{\beta}$, тогда как восприимчивость χ, уд. теплоёмкости C_H, C_M и радиус корреляции ξ флуктуаций параметра упорядочения имеют неаналитич. расходимости: $\chi = \tau^{-\gamma}$; C_H, $C_M \sim \alpha^{-1}(\tau^{-\alpha}-1)$; $\xi \sim \tau^{-\nu}$. Кроме того, при $\tau=0$ существен показатель критич. изотермы *парапроцесса* $m \sim H^{1/\delta}$ и асимптотика парной спиновой корреляц. ф-ции $\langle m_0 m_r \rangle \sim r^{-(d-2+\eta)}$ (см. табл. 2).

Таблица 2. — **Экспериментальные значения критических показателей моделей [3] с $n=1$, 2, 3, для трёхмерной решётки $d=3$**

n	Показатель					
	α	β	γ	δ	η	ν
1	0,11	0,32	1,24	4,8	0,032	0,63
2	0,0	0,34	1,32	4,7	0,034	0,67
3	0,14	0,36	1,38	4,6	0,036	0,70
Молекулярное поле	0,0	0,50	1,00	3,00	0,0	0,50

Метод ренормгруппы даёт значения характеристик М. ф. п., очень близкие к экспериментальным, тогда как расчёты по методу среднего поля дают результаты, существенно отличающиеся от экспериментальных и не чувствительные к величинам n и d.

Критич. показатели связаны друг с другом и с размерностью решётки в силу ряда термодинамич. соотношений типа условий устойчивости магн. фазы, напр. $\alpha+2\beta+\gamma \geqslant 2$, $\delta \geqslant 1+\gamma/\beta$, $d\nu \geqslant 2-\alpha$. Поэтому, как правило, только два из них (напр., η и ν) являются независимыми. Критич. показатели отражают глобальную

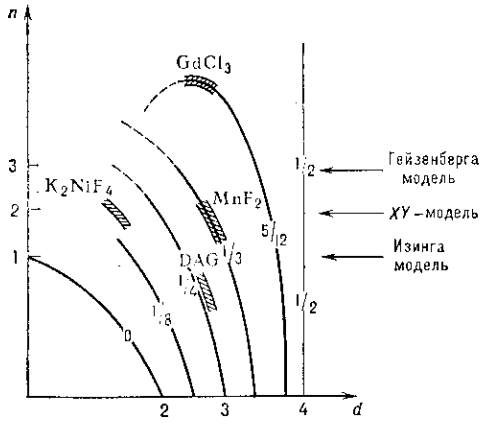


Рис. 9. Классы универсальности — линии постоянного значения критического индекса β в плоскости (n, d) размерностей параметра порядка n и кристаллической решётки d, вычисленные методом ренормгруппы; заштрихованные участки соответствуют реальным магнетикам [13].

структуру физ. модели магнетика и остаются неизменными в пределах т. н. к л а с с о в у н и в е р с а л ь н о с т и, описываемых соответствующими «траекториями» в плоскости (n, d) (для индекса β они указаны на рис. 9). Для каждого типа модели n существует т. н. н и з ш а я к р и т и ч е с к а я р а з м е р н о с т ь $d_{кр}$, при к-рой М. ф. п. перестаёт существовать, причём $d_{кр}$ тем выше, чем выше симметрия (степень вырождения) данной модели. Так, $d_{кр}=1$ для модели Изинга, $d_{кр}=2$ — Гейзенберга и $d_{кр}=4$ для модели спинового стекла (последнее указывает на

трудности определения истинного характера перехода в СС-фазу в реальном случае $d=3$). Для более сложных М. ф. п. и МФД с поликритич. точками критич. индексы перенормируются и происходит явление кроссовера, т. е. изменение критич. индексов при переходе из изоморфной критич. области в неизоморфную по к.-л. набору параметров.

Лит.: 1) Белов К. П., Магнитные превращения, М., 1959; 2) Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971; 3) Изюмов Ю. А., Кассан-оглы Ф. А., Скрябин Ю. Н., Полевые методы в теории ферромагнетизма, М., 1974; 4) Тябликов С. В., Методы квантовой теории магнетизма, 2 изд., М., 1975; 5) Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках, М., 1979; 6) Завадский Э. А., Вальков В. И., Магнитные фазовые переходы, К., 1980; 7) Паташинский А. З., Покровский В. Л., Флуктуационная теория фазовых переходов, 2 изд., М., 1982; 8) Нагаев Э. Л., Аномальные магнитные структуры и фазовые переходы в негейзенберговских магнетиках, «УФН», 1982, т. 136, с. 61; его же, Магнетики со сложными обменными взаимодействиями, М., 1988; 9) Камилов И. К., Алиев Х. К., Фазовые переходы второго рода в ферромагнетиках в слабых магнитных полях вблизи точки Кюри, «УФН», 1983, т. 140, с. 639; 10) Хёрд К. М., Многообразие видов магнитного упорядочения в твердых телах, пер. с англ., «УФН», 1984, т. 142, с. 331; 11) Mydosh J. A., Nieuwenhuys G. J., Dilute transition metall alloys; spin glasses, в кн.: Ferromagnetic materials, ed. by E. P. Wohlfarth, v. 1, Amst., 1980, ch. 2; 12) Ляпилин И. И., Цидильковский И. М., Узкощелевые полумагнитные полупроводники, «УФН», 1985, т. 146, с. 35; 13) Уайт Р., Квантовая теория магнетизма, пер. с англ., 2 изд., М., 1985; 14) Редкоземельные ионы в магнитоупорядоченных кристаллах, М., 1985; 15) Изюмов Ю. А., Дифракция нейтронов на длиннопериодических структурах, М., 1987; см. также *лит.* при ст. *Фазовые переходы*. *Ю. Г. Рудой.*

МАГНИТОАКУСТИЧЕСКИЙ РЕЗОНАНС — резкая зависимость коэф. поглощения УЗ α в металлах, помещённых в постоянное магн. поле B, от величины поля. М. р. и *геометрические осцилляции* являются примерами т. н. геометрич. резонансов — эффективного взаимодействия свободных электронов со звуковой волной в условиях, когда на характерном размере орбиты электрона в магн. поле укладывается целое число длин звуковой волны (см. *Акустоэлектронное взаимодействие*).

М. р. возникает, когда хотя бы часть электронов движется в магн. поле по открытым траекториям *ферми-поверхности*. Пространств. траектория электрона в этом случае также представляет собой неограниченную периодически повторяющуюся кривую, период к-рой L_B определяется периодом Q_p электронной орбиты в пространстве импульсов: $L_B=cQ_p/eB$, где c — скорость света, e — заряд электрона. Резонанс имеет место, когда пространств. период L_B кратен длине звуковой волны Λ: $L_B=n\Lambda$, где $n=1, 2, \ldots$ — целое число. Поскольку условие геометрич. резонанса выполняется сразу для всех электронов, движущихся по открытым орбитам, то акустич. поглощение резко возрастает для значений магн. поля $B_n=cQ_p/e\Lambda n$ ($n=1, 2, \ldots$). Этим М. р. отличается от геометрич. осцилляций, для к-рых максимумы поглощения уширены, и амплитуды осцилляций невелики. Величина М. р. максимальна, когда направление распространения волны, вектор магн. поля и направление открытой траектории (в пространстве импульсов) взаимно ортогональны. Наличие открытых траекторий определяет также значит. анизотропию акустич. поглощения в металлах в постоянном магн. поле.

М. р. наблюдается во многих металлах (кадмий, таллий и т. п.); их наблюдение является эффективным методом исследования топологии ферми-поверхностей металлов.

Лит.: Канер Э. А., Песчанский В. Г., Приворотский И. А., К теории магнитоакустического резонанса в металлах, «ЖЭТФ», 1961, т. 40, в. 1, с. 214.

В. М. Левин, Л. А. Чернозатонский.

МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ — макроскопич. неустойчивости пространственно неоднородной плазмы в магн. поле, вызываемые либо градиентом давления при неблагоприятной кривизне магн. силовых линий, либо током, текущим вдоль силовых линий. Эти неустойчивости приводят к быстрому разрушению исходной конфигурации плазмы. Примерами М. н. являются *желобковая неустойчивость*, обусловленная искривлением магн. силовых линий и характерная для замкнутых магн. конфигураций, и *тиринг-неустойчивость*, при к-рой происходит разрыв магн. силовых линий. Подробнее см. *Неустойчивости плазмы*.

МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКИЙ ГЕНЕРАТОР (МГД-генератор) — устройство, в к-ром за счёт явления *электромагнитной индукции* в канале с наложенным магн. полем внутр., тепловая или (и) кинетич. и потенциальная энергии потока электропроводящей среды преобразуются в электрич. энергию. Рабочим телом М. г. могут быть низкотемпературная плазма или проводящая жидкость (жидкие металлы, электролиты). Низкотемпературная плазма в М. г. представляет собой продукты сгорания природных или спец. топлив с легкоионизуемыми добавками соединений щелочных металлов или инертные газы также со щелочными добавками в равновесном или термически неравновесном состояниях. Используются М. г. в т. н. установках прямого преобразования энергии. Идея МГД-преобразования энергии была высказана М. Фарадеем (M. Faraday) ещё в 1831, а осн. принципы устройства совр. М. г. сформулированы в 1907—22,

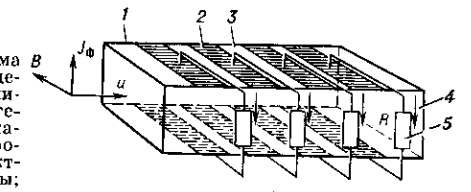


Рис. 1. Схема линейного фарадеевского секционированного МГД-генератора: *1* — канал; *2* — электроды; *3* — межэлектродные изоляторы; *4* — боковые изоляционные стенки; *5* — сопротивления нагрузки; стрелками указано направление тока в нагрузке.

однако их практич. реализация оказалась возможной только в конце 50-х гг. в связи с развитием гл. обр. магн. гидродинамики, физики плазмы и аэрокосмич. техники.

Устройство и принцип действия. М. г. состоит (рис. 1—3) из канала, в к-ром формируется поток, индуктора, создающего стационарное или переменное (бегущее) магн. поле, системы съёма энергии с помощью электродов (кондукционные М. г.) или индуктивной связи потока с цепью нагрузки (индукционные М. г.). Каналы могут иметь разл. конфигурацию: быть линейными, дисковыми (с радиальным течением рабочего тела, вихревым), коаксиальными (в т. ч. с винтовым потоком) и др. Оптимальной в каждом конкретном случае является конфигурация, в к-рой вектор скорости потока перпендикулярен силовым линиям магн. поля для заданного типа магн. системы. Используемые в М. г. магн. системы выполняются либо на основе традиц. технологии со стальным магнитопроводом (для М. г. небольшого масштаба), либо безжелезными со сверхпроводящими обмотками.

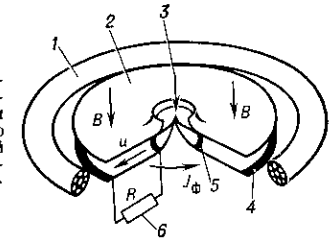


Рис. 2. Схема дискового холловского МГД-генератора: *1* — обмотка индуктора; *2* — канал генератора; *3* — подвод рабочего тела; *4* — выходной холловский электрод; *5* — входной холловский электрод; *6* — нагрузка.

Эдс и ток, генерируемые в МГД-потоке при использовании любого проводящего рабочего тела, направленные нормально к вектору скорости $\boldsymbol{u}$ и магн. индукции $\boldsymbol{B}$, наз. фарадеевскими. Если рабочим телом М. г. является достаточно разреженная плазма, в

к-рой циклотронная частота для электронов сравнима или больше частоты их столкновений с нейтралами и ионами, то электроны между столкновениями в плазме успевают пройти заметную дугу по ларморовской

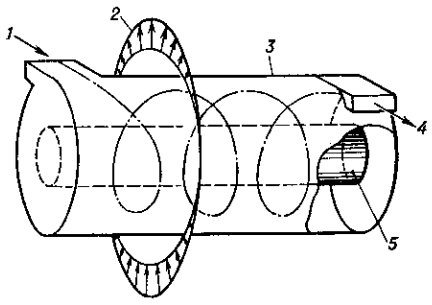


Рис. 3. Схема коаксиального индукционного МГД-генератора: *1* — подвод рабочего тела; *2* — мгновенная эпюра бегущего магнитного поля; *3* — наружный корпус канала МГД-генератора, на котором размещается волновая обмотка индуктора (статор); *4* — выхлоп; *5* — стенка и внутренний магнитопровод МГД-генератора.

окружности, т. е. они будут дрейфовать в направлении, перпендикулярном приложенным скрещенным электрич. и магн. полям. Как следствие этого дрейфа (*Холла эффект*) при замыкании цепи фарадеевского тока возникает холловская эдс, направленная по потоку, а электропроводность σ становится тензорной величиной. При этом холловский ток снижает эффективную электропроводность $\sigma_{эфф}$ рабочего тела.

Электрич. энергия в МГД-канале генерируется за счёт работы потока $N_т$ (здесь — отнесённой к ед. объёма), совершаемой против объёмных сил эл.-магн. торможения, $N_т = -\boldsymbol{u}[\boldsymbol{JB}]$, где $\boldsymbol{J}$ — плотность полного тока. Полезное взаимодействие обусловлено только фарадеевской компонентой тока $J_ф$. В то же время генерируемая мощность выделяется в цепи как фарадеевского, так и холловского тока при соответствующем нагружении. По способу электрич. нагружения раз-

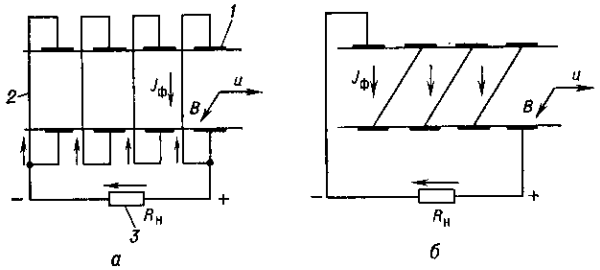


Рис. 4. Электрические схемы линейных МГД-генераторов: холловского (*а*) и диагонального (*б*) типов: *1* — электроды; *2* — канал; *3* — нагрузка.

личают М. г.: 1) фарадеевского типа (рис. 1) с электродами, как правило, секционированными в продольном направлении при соответствующем секционировании нагрузки для предотвращения замыкания по ним холловского тока; 2) холловского типа (рис. 4, *а*), в к-ром фарадеевская цепь замкнута накоротко для увеличения холловского напряжения и тока в нагрузке; 3) сериесного, т. е. с последовательным соединением электродов, наз. также диагональным (рис. 4, *б*), где рабочими являются обе компоненты напряжения и тока. Фарадеевский секционированный М. г. обладает наилучшими электрич. характеристиками, но наименее удобен для использования из-за необходимости гальванич. развязки всех цепей нагрузки. Для холловского М. г. требуется единственная нагрузка, но в генераторе этого типа электрич. кпд η значительно ниже, чем у фарадеевского М. г. Диагональный М. г. имеет лишь несколько более сложную схему электрич. нагружения, чем холловский, но его характеристики почти такие же, как у фарадеевского. Способ электрич. нагружения М. г. в значит. мере связан с типом конструкции канала и магн. системы, и, в частности, нек-рые конфигурации М. г. предназначены для использования только одного из видов нагружения. Так, в дисковом холловском М. г. (рис. 2) круговой фарадеевский ток полностью замыкается по плазме, кольцевые электроды на входе и выходе канала используются только для съёма холловского тока.

В индукц. М. г. бегущее магн. поле создаёт в потоке рабочего тела токи разл. направления, образующие пространственно замкнутые петли, индуктивно связанные с сетевой обмоткой индуктора (статора), что обеспечивает передачу в сеть генерируемой электрич. мощности. При этом, однако, за счёт одноврем. изменения в потоке знака магн. поля и тока не изменяется направление действия пондеромоторной — тормозящей — силы. Существенным ограничением применения плазменных индукц. М. г. в сравнении с жидкометаллическими является малое значение (из-за относительно невысокой электропроводности плазмы) магн. числа Рейнольдса, к-рым определяется отношение активной и реактивной составляющих мощности М. г. Жидкометаллич. М. г. во многом подобны обычным асинхронным электрич. генераторам, в частности выполненные в конфигурации рис. 3.

Важнейшие характеристики М. г. при их использовании в энергетич. установках — мощность N, внутр. относительный кпд и коэф. преобразования энергии. Мощность в единице объёма определяется как $N = \sigma_{эфф} u^2 B^2 \eta(1-\eta)$. Входящие в это выражение характерные величины $\eta = N/N_т < 1$, $\sigma_{эфф} < \sigma$ учитывают влияние на уровень генерируемой мощности джоулева тепловыделения, приэлектродных падений напряжения, электрич. утечек и, соответственно, неоднородностей распределения проводимости в поперечном сечении канала и токов Холла. Условием эффективной работы плазменного М. г. является уровень энерговыделения $N \geqslant 20$—50 МВт/м^3, при к-ром относит. потери за счёт теплоотдачи к стенкам и трения несущественны. При использовании термически равновесной плазмы, в к-рой проводимость очень сильно зависит от темп-ры, а разгон потока достигается за счёт срабатывания части его тепловой энергии, даже при $B \lesssim 5$ Т (что в стационарных условиях возможно только при использовании сверхпроводящих магн. систем) необходима начальная темп-ра $\geqslant 2500$ °С. При этом в канале $\sigma \sim 10$ См/м режим течения — околозвуковой ($u \sim 1000$ м/с).

При использовании в М. г. плазмы инертных газов за счёт индуцир. поля возможно повышение темп-ры электронов, значительное увеличение степени ионизации плазмы и её проводимости. Экспериментально показана возможность получения необходимой для работы М. г. проводимости плазмы при температуре $\leqslant 2000$ К. Ведутся исследования и разработки этого типа М. г.

В жидкометаллич. М. г. проблемой является разгон рабочего тела до высоких скоростей, осуществляемый за счёт работы расширения пара металлов, ускорения им жидкой фазы и последующей конденсации пара в устройствах типа эжектора перед М. г. или путём сепарации жидкой фазы двухфазного потока, набегающего на клин. Эти процессы сопровождаются большой диссипацией энергии, кпд такого разгонного устройства $\sim 10\%$, что определяет низкую результирующую эффективность преобразования работы расширения пара в электрич. энергию.

Внутр. относительный кпд характеризует отношение мощности М. г. к мощности гипотетич. преобразователя без диссипации энергии при одинаковом перепаде давления от входа до выхода устройства. В идеальном

случае внутр. относительный кпд несколько ниже электрич. кпд. Оптимальное значение этого параметра для плазменного М. г. с большим срабатыванием темп-ры ~0,7; оно характеризует затраты энергии в термодинамич. цикле на сжатие рабочего тела.

Коэф. преобразования энергии в М. г.— это отношение произведённой электрич. энергии к энергии, подведённой к рабочему телу в плазменном М. г. или к пару жидкого металла в энергетич. установках с жидкометаллич. М. г. Этот результирующий показатель оценивается на уровне 0,1 для плазменных мобильных, автономных энергетич. МГД-установок, 0,25— для крупных М. г. комбинир. теплоэлектрич. станций и 0,1 — для жидкометаллических.

Конструкция М. г. и организация течения в канале оказывают существенное влияние на характеристики М. г., прежде всего плазменных. Продольный холловский ток, возникающий при резкой неоднородности проводимости в потоке, вследствие несовершенства электроизоляции, при недостаточно тонком продольном секционировании электродов и, в частности, из-за межэлектродного холловского пробоя, вызывает резкое снижение эффективной проводимости, а следовательно, и мощности. Осн. неоднородности в течение вносят пограничные слои, развивающиеся на стенках М. г. и имеющие тенденцию к «отрыву» при сильном торможении потока. В кондукц. М. г. в «холодной» области приэлектродного пограничного слоя возникает контракция тока, она сопровождается значит. падением напряжения и повышенной электродуговой эрозией электродов. С целью повышения эффективности М. г. за счёт снижения тепловых потерь на стенке и устранения дуговых явлений на электродах ведутся исследования и разработки «горячих» керамич. стенок с темп-рой ~2000 К.

Отсутствие в М. г. и устройствах нагрева рабочего тела (камере сгорания, теплообменных аппаратах регенеративного типа с неподвижной насадкой) движущихся механически нагруженных высокотемпературных элементов конструкции, а также возможность охлаждения стенок позволяют использовать М. г. в высокотемпературных циклах энергетич. установок для преобразования энергии с высоким кпд. Однако из-за резкого снижения эффективности плазменных М. г. при понижении темп-ры они используются в качестве высокотемпературной ступени бинарного цикла в составе комбинир. теплоэлектростанций (ТЭС) (в качестве надстройки к традиц. паросиловой установке).

Применение М. г. Для энергетики, базирующейся на использовании органич. топлива, перспективны и разрабатываются М. г. на плазме продуктов сгорания, применение к-рых в составе комбинированных МГД ТЭС открытого цикла даёт существ. экономию топлива и решает ряд экологич. проблем (уменьшение вредных выбросов, экономия охлаждающей воды). Опытно-промышленные разработки и исследования ведутся на МГД-установках У-25 (Москва) на газе и МО-10, МО-25 (Кохтла-Ярве, Эст.ССР) на угле соответственно тепловой мощностью ~150 и до 25 МВт. Макс. электрич. мощность У-25 составляет ~20 МВт. Разработаны также автономные МГД-установки кратковрем. действия мощностью неск. десятков МВт на продуктах сгорания спец. твёрдых топлив, используемые для прогнозирования землетрясений методом периодич. глубинных зондирований земной коры, для геофиз. разведки полезных ископаемых и др.

М. г. замкнутого цикла (т. е. с внеш. подводом и отводом теплоты к рабочему телу), плазменные и (или) жидкометаллические, могут работать в энергетич. установках с газоохлаждаемым высокотемпературным ядерным реактором. В плазменных М. г. замкнутого цикла, работающих на неравновесной плазме, благодаря снижению темп-ры упрощается ряд технологич. проблем их конструкции. Разрабатываются также МГД-установки замкнутого цикла, использующие тепло продуктов сгорания традиционных энергетич. топлив.

Исследования и разработки М. г. широко развёрнуты в СССР, США, Японии, Нидерландах, Индии и др. странах. В США эксплуатируется опытная МГД-установка на угле тепловой мощностью $\geqslant$50 МВт.

Лит.: Роза Р., Магнитогидродинамическое преобразование энергии, пер. с англ., М., 1970; Магнитогидродинамическое преобразование энергии. Открытый цикл. Совместное советско-американское издание, под ред. Б. Я. Шумяцкого, М. Петрика, М., 1979; Магнитогидродинамическое преобразование энергии. Физико-технические аспекты под ред. В. А. Кириллина, А. Е. Шейндлина, М., 1983. *В. И. Ковбасюк.*

МАГНИТОДВИЖУЩАЯ СИЛА (намагничивающая сила) — величина, характеризующая магн. действие электрич. тока. Вводится в электротехнике для *магнитных цепей* по аналогии с *электродвижущей силой* в электрич. цепях. М. с. F равна циркуляции вектора напряжённости магн. поля $\boldsymbol{H}$ по замкнутому контуру L, охватывающему электрич. токи, к-рые создают это магн. поле:

$$F=\oint_L \boldsymbol{H}d\boldsymbol{l}=\oint_L H_l dl=\sum_{i=1}^{n} I_i$$

(в ед. СИ). Здесь H_l — проекция $\boldsymbol{H}$ на направление элемента контура интегрирования $d\boldsymbol{l}$, n — число проводников (витков) с током I_i, охватываемых контуром. Единица М. с. в *Международной системе единиц* (СИ) — ампер (или ампер-виток), в *СГС системе единиц* (симметричной) — гильберт.

МАГНИТОДРЕЙФОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ — см. *Изгибное излучение.*

МАГНИТОЗВУКОВЫЕ ВОЛНЫ — низкочастотные (с частотой ниже ионной циклотронной) продольные эл.-магн. волны, распространяющиеся в замагниченной плазме поперёк направления внеш. магн. поля. В М. в. вещество перемещается вдоль направления распространения. Механизм явления аналогичен обычному звуку и заключается в сжатии и расширении вещества вместе с вмороженным в него магн. полем; поэтому в определении скорости М. в. надо учитывать не только газовое, но и магнитное давление. Скорость распространения М. в. равна скорости *альвеновских волн*. Подробнее см. *Волны в плазме.*

МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ — изменение темп-ры магн. вещества (магнетика) при его адиабатич. намагничивании (размагничивании). В условиях адиабатичности (см. *Адиабатический процесс*) магнетик не поглощает и не отдаёт теплоту ($\delta Q=0$), поэтому *энтропия* S магнетика не меняется: $dS=\delta Q/T=0$. При объяснении М. э. в рамках *термодинамики* [1] энтропию рассматривают как ф-цию темп-ры T, давления p и напряжённости H внеш. магн. поля, $S=S(T, p, H)$, откуда в условиях адиабатичности

$$dS=\left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_{p,\ H} dT+\left(\frac{\partial S}{\partial p}\right)_{H,\ T} dp+\left(\frac{\partial S}{\partial H}\right)_{T,\ p} dH=0.$$

При постоянном давлении ($p=$const) $dp=0$ и $(\partial S/\partial T)_{p,\ H}dT+(\partial S/\partial H)_{T,\ p}\ dH=0$. В записи для конечных изменений величин

$$\Delta T=-\frac{(\partial S/\partial H)_{T,\ p}}{(\partial S/\partial T)_{p,\ H}}\cdot\Delta H. \qquad (1)$$

Соотношение (1) позволяет найти зависимость ΔT от ΔH, если раскрыть значение входящих в него частных производных. Производная $(dS/\partial T)_{p,H}=C_{p,H}/T$, где $C_{p,H}$ — *теплоёмкость* магнетика. Производная $(\partial S/\partial H)_{T,\ p}$ может быть преобразована на основе соотношения взаимности частных производных внутр. энергии магнетика: $(\partial S/\partial H)_{T,\ p}=(\partial M/\partial T)_{p,H}$, где M — намагниченность. Т. о.,

$$\Delta T=-\frac{(\partial M/\partial T)_{p,\ H}}{C_{p,\ H/T}}\cdot\Delta H. \qquad (2)$$

Поскольку $C_{p,H}/T>0$, изменение темп-ры магнетика — охлаждение ($\Delta T<0$) или нагрев ($\Delta T>0$) — зависит от знака производной $(\partial M/\partial T)_{p,H}$ и изменения внеш. магн. поля ($\Delta H>0$ — *намагничивание*, $\Delta H<0$ — *размагничивание*). Наиб. хорошо изучен М. э., связанный с увеличением (уменьшением) числа одинаково ориентированных атомных магн. моментов (спиновых или орбитальных) вещества при включении (выключении) магн. поля. М. э. такого типа наблюдается в *парамагнетиках* (ПМ), а также в *ферромагнетиках* (ФМ) при истинном намагничивании (*парапроцессе*), когда магн. поле выстраивает по направлению $\boldsymbol{H}$ те атомные магн. моменты, к-рые оставались ещё не повёрнутыми вследствие дезориентирующего действия теплового движения. В указанных случаях (ПМ, классич. ФМ — Fe, Co, Ni и их сплавы) $(\partial M/\partial T)_{p,H}<0$, так что $\Delta T>0$ при включении поля и $\Delta T<0$ при его выключении ($\Delta H<0$). Особенно больших значений М. э. парапроцесса достигает вблизи *Кюри точки*, где намагниченность M резко уменьшается при нагревании магнетика [производная $(\partial M/\partial T)_{p,H}$ очень велика]. М. э. в ФМ был подробно исследован П. Вейсом, Р. Форрером и К. П. Беловым [2, 3].

В *ферримагнетиках* при парапроцессе наблюдается не только положительный, но и отрицательный М. э. [4]. Наиб. просто можно интерпретировать М. э. в ферримагн. соединениях редкоземельных металлов с железом, где, согласно нейтронографич. данным, *магнитную атомную структуру* можно представить состоящей из двух *магнитных подрешёток*: подрешётки железа и подрешётки редкоземельных ионов [5]. Магн. моменты этих подрешёток антипараллельны. При темп-ре магнитной компенсации $T_к$ намагниченность M_1 подрешётки железа равна намагниченности M_2 подрешётки редкоземельных ионов. При $T<T_к$ $M_2>M_1$, а при $T>T_к$, наоборот, $M_2<M_1$.

В М. э., наблюдаемый в этих соединениях, свой вклад вносит как подрешётка железа (ΔT_1), так и подрешётка редкоземельных ионов (ΔT_2).

При $T<T_к$ по полю направлена намагниченность M_2, к-рая при включении поля возрастает, поэтому М. э. за счёт редкоземельной подрешётки $\Delta T_2>0$. Намагниченность M_1 направлена в этом случае против поля, вследствие чего она уменьшается при увеличении H ($\Delta T_1<0$). Т. к. по абс. величине $\Delta T_2>\Delta T_1$, то при $T<T_к$ наблюдается суммарный положительный М. э.

При $T>T_к$ по полю направлена намагниченность M_1 подрешётки железа, а против поля — намагниченность M_2 редкоземельной подрешётки. Здесь возрастание поля приводит к магн. упорядочению подрешётки железа и разупорядочению редкоземельной подрешётки, вследствие чего $\Delta T_1>0$, а $\Delta T_2<0$. Суммарный М. э. при $T>T_к$ получается отрицательным (вблизи $T_к$), поскольку $|\Delta T_2|>|\Delta T_1|$.

В ферромагн., ферримагн. и антиферромагн. кристаллах существует также М. э., обусловленный изменением энергии магн. анизотропии вследствие вращения вектора намагниченности относительно кристаллографич. осей, а также вследствие изменения констант магн. анизотропии под действием приложенного поля [6]. М. э. вследствие смещения *доменных стенок* имеет существенно меньшую величину.

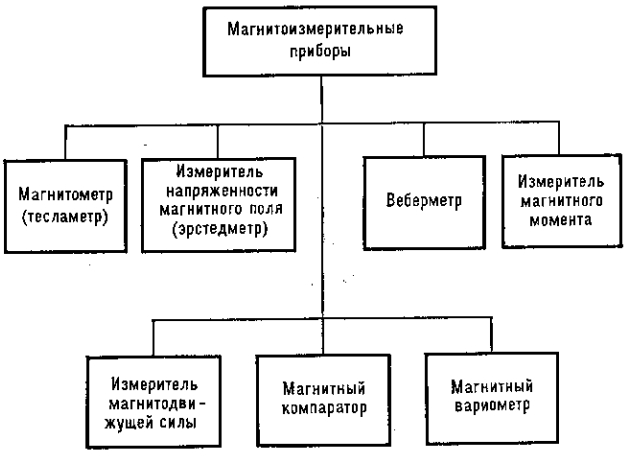
При *магнитных фазовых переходах*, вызываемых изменением магн. поля (напр., антиферромагнетизм → ферромагнетизм), также наблюдается М. э., обусловленный тем, что энтропии разл. магн. фаз не равны друг другу [7].

М. э. при адиабатич. размагничивании парамагнетиков используется для получения сверхнизких темп-р (см. *Магнитное охлаждение*). При низких темп-рах $C_{p,H}\sim T^3$, поэтому метод магн. охлаждения особенно эффективен, если исходная темп-ра уже достаточно низка. В технике обоснована возможность создания новых типов холодильных машин, действие к-рых основано на использовании М. э. [8].

Лит.: 1) Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971, с. 368; 2) Weiss P., Forrer R., Aimantation et phénomène magnétocalorique du nickel, «Ann. de Phys.», 1926, v. 5, p. 153; 3) Белов К. П., Упругие, тепловые и электрические явления в ферромагнетиках, 2 изд., М., 1957; 4) Белов К. П., Редкоземельные магнетики и их применение, М., 1980; 5) Никитин С. А. и др., Магнитокалорический эффект в соединениях редкоземельных металлов с железом, «ЖЭТФ», 1973, т. 65, с. 2058; 6) Никитин С. А. и др., Особенности магнитного поведения и магнитокалорич. эффект в монокристалле гадолиния, «ЖЭТФ», 1978, т. 74, с. 205; 7) Никитин С. А. и др., Магнитные фазовые превращения и магнитокалорический эффект в монокристаллах сплавов Tb—Y, «ЖЭТФ», 1977, т. 73, с. 228; 8) Архаров А. М., Брандт Н. Б., Жердев А. А., О возможности создания магнитных холодильных машин, «Холодильная техника», 1980, № 8, с. 13.

С. А. Никитин.

МАГНИТО́МЕТРЫ — приборы для измерения модуля полного вектора *магнитной индукции* или его составляющих. Наряду с термином «М.» употребляются термины «тесламетр» и «гауссметр» (по наименованию единицы измеряемой величины), а также термин «измеритель магнитной индукции». Место М. среди других магнитоизмерит. приборов показано на рис.



Классифицируют М. по физ. явлению или эффекту, на к-ром основано его действие, по областям применения, по условиям эксплуатации, по степени информативности (скалярные, векторные и тензорные), что находит отражение в наименовании прибора: «квантовый магнитометр», «морской буксируемый магнитометр», «трёхкомпонентный микротесламетр». Наиб. распространена классификация М. по физ. явлению, используемому в измерительных преобразователях (ИП) прибора.

Индукционные М. основаны на использовании явления *электромагнитной индукции*. В М. этого типа ИП осуществляет связь между индукцией магн. поля и индуцированной в контуре прибора *электродвижущей силой* (эдс). Осн. элементом индукц. ИП является, как правило, многовитковая катушка с ферромагн. сердечником. Сердечник концентрирует *магнитный поток*, пронизывающий катушку. Изменение магн. потока в катушке осуществляется: 1) вращением (колебанием, вибрацией, перемещением) измерит. катушки в измеряемом поле. Эдс, возникающая при этом в катушке т. н. измерит. генератора, пропорциональна значению магн. индукции $B_и$ и частоте вращения катушки. 2) Изменением площади катушки. Витки катушки охватывают грани пьезокристалла. При подаче на грани переменного электрич. напряжения кристалл деформируется, меняя площадь витков катушки. В результате в катушке возникает эдс, пропорциональная $B_и$ и частоте колебаний граней кристалла. 3) Периодич. изменением магн. проницаемости магн.цепи ИП, что достигается вращением (перемещением) ферромагн. ротора относительно ферромагн. статора с измерит. катушками, ли-

бо изменением магнитоупругих свойств вещества сердечника. 4) Изменением магн. проницаемости материала сердечника за счёт вспомогат. магн. поля (ферромодуляционные ИП).

Рассмотренные индукц. ИП являются преобразователями активного типа. Частотный диапазон этих ИП ограничен областью постоянных и медленно меняющихся магн. полей. В особенности это ограничение относится к ИП с механич. модуляцией параметра, в к-рых частота модуляции не превышает неск. герц. Ферромодуляц. ИП (*феррозонды*), имеющие гораздо более высокую частоту модуляции, используются при измерениях как постоянных, так и переменных магн. полей широкого спектра звуковых частот.

В индукц. ИП пассивного типа эдс возникает за счёт изменения измеряемой магн. индукции при неизменном положении катушки и постоянстве её параметров. Такие ИП используются только в М. для измерения переменных и импульсных магн. полей. У некоторых пассивных ИП нет ферромагн. сердечника.

Преимуществ. применение для измерения параметров магн. полей получили М. с ферромодуляц. и пассивными ИП. С их помощью проводятся наземные и подводные измерения слабых и сверхслабых магн. полей, аэроразведка полезных ископаемых, исследования магн. полей космич. пространства, неразрушающий контроль материалов. Индукц. М. с вращающейся и вибрирующей катушкой входят в состав испытательных установок, предназначенных для исследования параметров и характеристик *магнитных материалов*.

Квантовые М. основаны на квантовых эффектах и явлениях, возникающих при взаимодействии микрочастиц с магн. полем: *ядерном магнитном резонансе* (ЯМР), *электронном парамагнитном резонансе* (ЭПР), *Зеемана эффекте*, *Джозефсона эффекте* (см. *Квантовый магнитометр*, *Сквид*).

Широко применяются ЯМР-магнитометры двух типов:

1) на основе метода свободной прецессии ядер (протонные М.) для измерения слабых магн. полей (порядка земного);

2) на основе метода вынужденной прецессии ядер для измерения более сильных полей (0,01—2,5 Тл).

Использование в ЯМР-магнитометрах метода динамич. поляризации ядер (см. *Ориентированные ядра*, *Оверхаузера эффект*) позволяет увеличить быстродействие М. и уменьшить размеры ИП. Для измерения сильных и сравнительно неоднородных магн. полей применяют т. н. нутац. метод ЯМР в проточной воде.

Квантовые М. с *оптической ориентацией* атомов, или М. с оптич. накачкой (МОН), используются для измерения магн. индукции от 10^{-14} Тл до единиц тесла при решении задач магн. разведки полезных ископаемых, в космич. исследованиях, в метрологии. В зависимости от рабочего вещества, применяемого в МОН, различают рубидиевые, цезиевые, калиевые, гелиевые М.

Рекордно высокой чувствительностью ($\sim 10^{-16}$ Тл) обладают сквиды — сверхпроводящие М. на стационарном эффекте Джозефсона. С их помощью проводятся измерения сверхслабых магн. полей, создаваемых головным мозгом, сердцем и мышцами человека (см. *Магнитные поля биологических объектов*); выполняются геофизич. исследования и уникальные физ. эксперименты.

Магнитооптические М. основаны на изменении оптич. свойств веществ под действием магн. поля (*Фарадея эффект*, *Керра эффект*, Зеемана эффект, *Ханле эффект* и др.) и применяются в основном в лаб. исследованиях для измерения магн. индукции слабых, средних и сильных магн. полей (как постоянных, так и переменных). Линейная зависимость угла поворота плоскости поляризации света от магн. индукции, отсутствие электрич. цепей в области измеряемого магн. поля, практич. безынерционность магнитооптич. эффекта Фарадея обусловливают перспективность применения этого метода для измерения импульсных магн. полей.

Гальваномагнитные М. основаны на использовании эффектов, возникающих при одноврем. воздействии на полупроводник электрич. и магн. полей: эффекта Холла, магниторезистивного эффекта (см. *Магнетосопротивление*), магнитоконцентрационного и магнитодиодного эффектов. Наиб. широкое практич. применение для измерения магн. индукции постоянных, переменных и импульсных полей получили М. с ИП на основе эффекта Холла, обладающие линейной зависимостью возникающего электрич. поля от магн. поля в широком диапазоне его значений и чувствительностью $\sim 10^{-7}$—10^{-6} Тл. Тесламетры Холла применяются для контроля магн. систем электроизмерит. и электронных приборов; для измерения магн. индукции в зазорах электродвигателей, генераторов, эл.-магн. реле; для измерения и анализа полей рассеяния источников постоянных, переменных и импульсных магн. полей.

Магниторезистивные тесламетры применяются в области сильных полей (св. 1—2 Тл), где зависимость электрич. сопротивления от магн. индукции линейна.

В практике магн. обсерваторий и метрологич. институтов, а также для определения намагниченности земных пород и свойств магн. материалов применяются магнитомеханические М., основанные на силовом взаимодействии измеряемого магн. поля с постоянным магнитом (кварцевые М., крутильные М., магн. весы, магн. теодолиты, астатич. М. и др.). Создаются М. на новых физ. принципах и явлениях: волоконно-оптич. М. на магнитострикционном эффекте; М., основанные на использовании *магнитоупругих волн*; М. с ИП на тонких ферромагн. плёнках.

Лит.: ГОСТ 24284—80. Гравиразведка и магниторазведка. Термины и определения; ГОСТ 20906—75. Средства измерений магнитных величин. Термины и определения; Померанцев Н. М., Рыжков В. М., Скроцкий Г. В., Физические основы квантовой магнитометрии, М., 1972; Средства измерений параметров магнитного поля, Л., 1979; Сергеев В. Г., Шихин А. Я., Магнитоизмерительные приборы и установки, М., 1982; Викулин И. М., Викулина Л. Ф., Стафеев В. И., Гальваномагнитные приборы, М., 1983; Абрамзон Г. В., Обоишев Ю. П., Индукционные измерительные преобразователи переменных магнитных полей, Л., 1984; Афанасьев Ю. В., Феррозондовые приборы, Л., 1986.

В. Н. Заболотнов.

МАГНИТОМЕХАНИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ (гиромагнитные явления) — группа явлений, обусловленных взаимосвязью *магнитного момента* микрочастиц (напр., электронов в атомах и ионах) с их собственным угловым (механич.) моментом (спиновым и орбитальным). *Спину* микрочастицы (электрона, протона, нейтрона и др.) соответствует определ. магн. момент. Напр., проекция магн. момента электрона на направление магн. поля $\boldsymbol{H}$ равна (в системе СГС) $\mu_e = \pm |e| \hbar/2m_e c = \pm (|e|/m_e c) \cdot s_z$ (без учёта релятивистских поправок, см. *Магнетизм микрочастиц*), где s_z — проекция спина на направление $\boldsymbol{H}$ (ось $z \parallel \boldsymbol{H}$). Механич. момент атома (иона) складывается из спинового и орбитального моментов образующих атом микрочастиц. Изменение макроскопич. углового момента системы микрочастиц (физ. тела) приводит к изменению магн. момента этой системы, и, наоборот, при изменении магн. момента меняется угловой момент системы частиц (тела). Одно из М. я.— *Барнетта эффект* [С. Барнетт (S. Barnett), 1909] — заключается в возникновении дополнит. магн. момента у ферромагнетика, приведённого во вращение. Обратное явление — возникновение вращающего момента при намагничивании [открытое в 1915 А. Эйнштейном (A. Einstein) и В. Й. де Хаазом (W. J. de Haas)] наз. *Эйнштейна — де Хааза эффектом*.

М. я. в принципе позволяют определить т. н. *магнитомеханическое отношение* g (гиромагн. отношение), равное отношению магн. момента к угловому моменту частицы. Из квантовой теории атома следует, что $g=2$, если магн. момент атома обусловлен только

спиновой составляющей углового момента электронной оболочки атома, и $g=1$, если магн. момент создаётся только орбитальным движением электронов. С помощью эффектов Барнетта и Эйнштейна — де Хааза было впервые показано, что в 3*d*-переходных металлах (Fe, Co, Ni), их сплавах и нек-рых соединениях магн. момент имеет спиновое происхождение.

Развитие резонансных методов определения гиромагн. отношения привело к тому, что магнитомеханич. методы утратили своё значение и представляют гл. обр. истор. интерес.

Лит.: Scott G. G., Review of gyromagnetic ratio experiments, «Rev. Mod. Phys.», 1962, v. 34, p. 102; Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971. *Р. З. Левитин.*

МАГНИТОМЕХАНИ́ЧЕСКОЕ ОТНОШЕ́НИЕ (гиромагнитное отношение) — отношение магн. момента $\boldsymbol{\mu}$ частицы (электрона, протона, атома, атомного ядра и т. д.) к её механич. моменту $\boldsymbol{K}$. Для атомов $\boldsymbol{\mu}=-g\mu_Б\boldsymbol{K}$, где g — *Ланде множитель* (фактор Ланде, или g-фактор), $\mu_Б=e\hbar/2m_ec$ — *магнетон* Бора (e, m_e — заряд и масса электрона). В зависимости от моментов (орбитального $\boldsymbol{L}$, спинового $\boldsymbol{S}$) различают орбитальный g_L и спиновый g_S факторы Ланде.

Для электрона орбитальный магн. момент $\mu_l=-g_l\mu_Б\boldsymbol{l}$ ($\boldsymbol{l}$ — его орбитальный момент) и $g_l=1$; спиновый магн. момент $\mu_s=-g_s\mu_Б\boldsymbol{s}$ ($\boldsymbol{s}$ — спин электрона), эксперим. значение $g_s=2{,}0023293044$. Аномалия магн. момента $a=(g_s-2)/2$ связана с эффектами *квантовой электродинамики*.

Для атома с полным электронным моментом $\boldsymbol{J}$ магн. момент $\mu_J=-g_J\mu_Б\boldsymbol{J}$. При *LS*-связи (см. *Связь векторная*) g_J для полных моментов равен:

$$g_J=1+\frac{J(J+1)+S(S+1)-L(L+1)}{2J(J+1)}.$$

Для многоэлектронных атомов расчёт g_J представляет собой трудоёмкую задачу.

Магн. моменты атомных ядер выражают в ядерных магнетонах $\mu_я=(m_e/M)\mu_Б$, где M — масса протона. Для протона (p) и нейтрона (n) магн. момент $\boldsymbol{\mu}=g_l\mu_я\boldsymbol{l}+g_s\mu_я\boldsymbol{s}$, множитель Ланде для протона $g_l(\text{p})=1$, а для нейтрона $g_l(\text{n})=0$; эксперим. данные g_s-фактора составляют: $g_s(\text{p})=5{,}58569227$, $g_s(\text{n})=-3{,}82608368$.

Для ядер обычно приводятся не g-факторы, а величины магн. момента ядра (см. *Ядерный спин*).

Лит.: Вонсовский С. В., Магнетизм микрочастиц, М., 1973; Proceedings of the second International conference on fundamental constants, Gaithersburg, MD, June 8—12, 1981 (NBS Special Publication № 617, 1984). *В. П. Шевелько.*

МАГНИТООПТИКА (магнетооптика) — раздел оптики, изучающий явления, возникающие в результате взаимодействия *оптического излучения* с веществом, находящимся в магн. поле. Наличие магн. поля не только изменяет дисперсионные кривые коэф. поглощения и показателя преломления, но и приводит к появлению или изменению *оптической анизотропии* среды. Большинство магнитооптич. эффектов является прямым или косвенным следствием расщепления уровней энергии системы (снятия вырождения) во внеш. магн. поле. Непосредственно это расщепление проявляется в *Зеемана эффекте* — расщеплении в магн. поле спектральных линий оптич. переходов. Все др. магнитооптич. эффекты являются следствием эффекта Зеемана и связаны с особенностями поляризации оптич. переходов и с закономерностями распространения света в среде, обладающей дисперсией.

Формальное описание магнитооптич. эффектов основано на учёте влияния магн. поля на тензор диэлектрич. проницаемости среды ε_{ik} (магн. проницаемость на оптич. частотах обычно мало отличается от единицы). Если в отсутствие магн. поля тензор ε_{ik} симметричен ($\varepsilon_{ik}=\varepsilon_{ki}$), то при наличии магн. поля $\boldsymbol{H}$ тензор перестаёт быть симметричным $\varepsilon_{ik}(\boldsymbol{H})=\varepsilon_{ki}(-\boldsymbol{H})$. При этом для прозрачной (непоглощающей) среды требование вещественности тензора ε_{ik} заменяется требованием лишь его эрмитовости: $\varepsilon_{ik}=\varepsilon^*_{ki}$. Из приведённых соотношений следует, что симметричная часть тензора ε_{ik} прозрачной намагниченной среды является вещественной, а антисимметричная — мнимой. Кроме того, вещественные компоненты тензора ε_{ik} должны быть чётными ф-циями напряжённости поля $\boldsymbol{H}$, а мнимые — нечётными. Т. о., линейная индуцированная полем добавка к тензору диэлектрич. проницаемости имеет форму антисимметричного тензора, к-рый, как известно, эквивалентен (дуален) аксиальному вектору. Соответствующий вектор наз. вектором г и р а ц и и или вектором оптич. активности и описывает характерную круговую анизотропию намагниченных сред — неэквивалентность двух направлений вращения в плоскости, перпендикулярной полю. Эта специфика магнитооптич. эффектов определяется аксиальностью вектора напряжённости магн. поля.

Основные явления М. можно классифицировать по признаку взаимной ориентации волнового вектора светового излучения $\boldsymbol{k}$ и вектора магн. поля $\boldsymbol{H}$. При этом различают две геометрии расположения этих векторов: 1) свет распространяется вдоль поля: $\boldsymbol{k}\parallel\boldsymbol{H}$ (т. н. геометрия Фарадея) и 2) свет распространяется перпендикулярно полю: $\boldsymbol{k}\perp\boldsymbol{H}$ (геометрия Фойгта). В геометрии Фойгта, соответствующей поперечному эффекту Зеемана, π- и σ-компоненты магн. расщепления оказываются поляризованными линейно в плоскости, параллельной и перпендикулярной $\boldsymbol{H}$, а в геометрии Фарадея (продольный эффект Зеемана) наблюдаются лишь циркулярно поляризованные σ-компоненты с противоположными направлениями вращения.

В области поглощения оптич. анизотропия намагниченной среды проявляется, в первую очередь, в виде *дихроизма* — различия коэф. поглощения среды для двух ортогональных поляризаций. В геометрии Фойгта дихроизм определяется разл. поглощением компонент, линейно поляризованных параллельно и перпендикулярно магн. полю,— т. н. м а г н и т н ы й л и н е й н ы й д и х р о и з м, а в геометрии Фарадея — разл. поглощением циркулярно поляризованных компонент *(магнитный круговой дихроизм)*. Эти эффекты, являющиеся поляризац. аналогами поперечного и продольного эффекта Зеемана, характеризуются определ. спектральной зависимостью, анализ к-рой позволяет определить величину и характер зеемановского расщепления в тех случаях, когда оно мало по сравнению с шириной спектральной линии.

В соответствии с *Крамерса — Кронига соотношениями* расщепление линий спектра поглощения связано с расщеплением дисперсионных кривых, характеризующих зависимость показателя преломления среды от длины волны излучения (см. *Дисперсия света*). Индуцированная магн. полем оптич. анизотропия может обнаруживаться не только в области поглощения, но и в области прозрачности среды. При этом в геометрии Фойгта она проявляется в виде различия показателей преломления для двух линейно поляризованных компонент (магнитное л и н е й н о е двупреломление), а в геометрии Фарадея — для двух циркулярных компонент (магнитное к р у г о в о е двупреломление). Наиб. известен и широко применяется линейный по полю эффект магн. кругового двупреломления, проявляющийся в виде поворота плоскости поляризации линейно поляризованного света, распространяющегося через среду вдоль магн. поля *(Фарадея эффект)*. Квадратичный по напряжённости поля эффект магн. линейного двупреломления *(Коттона — Мутона эффект)* приводит к изменению степени эллиптичности распространяющегося через среду циркулярно поляризованного света.

Циркулярная анизотропия намагниченной среды в геометрии Фарадея объясняется тем, что действующее на среду магн. поле создаёт энергетич. неэквивалентность состояний с разл. собств. значениями оператора

углового момента. В соответствии с *отбора правилами* по моменту импульса среда оказывается чувствительной к знаку проекции спина фотона на направление распространения, т. е. к знаку круговой поляризации света.

Квантовомеханич. рассмотрение позволяет выделить три осн. вклада в эффект магнитной круговой анизотропии: «диамагнитный», «парамагнитный» и «ванфлековский». Первый вклад, «диамагнитный», обусловлен зеемановским расщеплением спектральных линий в магн. поле. Он проявляется (в чистом виде) в полосах оптич. переходов из невырожденного изолированного состояния в состояние, расщеплённое магн. полем, и не зависит от темп-ры.

«Парамагнитный» вклад обусловлен различием интенсивностей зеемановских компонент переходов, возникающим вследствие разной населённости магн. подуровней исходного состояния, имеющих (в условиях термодинамич. равновесия) *больцмановское распределение* населённости. На пропорциональности этого вклада намагниченности среды (см. *Парамагнетизм*) базируется использование М. для магн. измерений. Характер зависимости «парамагнитного» вклада от темп-ры и от магн. поля определяется соотношением между величиной магн. расщепления уровней осн. состояния $\Delta\mathcal{E}(H)$ и тепловой энергией kT. В области малых магн. полей и(или) высоких темп-р ($kT \gg \Delta\mathcal{E}$) «парамагнитный» вклад линейно зависит от магн. поля и обратно пропорционален темп-ре (см. *Кюри закон*). В области низких темп-р и сильных магн. полей ($\Delta\mathcal{E} \gtrsim kT$) «парамагнитный» вклад, подобно намагниченности, испытывает магн. насыщение. В простейшем случае двукратного вырождения осн. электронного состояния атома эта зависимость описывается ф-цией вида $\mathrm{th}\,(\Delta\mathcal{E}/2kT)$.

Третий вклад связан со смешиванием разл. собств. состояний атома под действием магн. поля и (при смешивании подуровней основного состояния) пропорционален поляризац. компоненте намагниченности (парамагнетизм Ван Флека). Этот член магнитооптич. активности не зависит от темп-ры; зависимость появляется только в случае, когда оба смешивающихся состояния оказываются термически заселёнными.

Вклады в магн. круговую анизотропию от двух последних членов характеризуются, как правило, одинаковой спектральной зависимостью, и для их разделения используется различие динамич. свойств: «парамагнитный» член характеризуется конечной скоростью установления равновесного значения, к-рая совпадает со скоростью продольной релаксации намагниченности системы; «ванфлековский» член практически безынерционен (в масштабе времён, существенно превышающих обратную частоту магн. резонанса).

Исследования спектральных, темп-рных и полевых зависимостей магнитооптич. анизотропии парамагнитных сред с локализованными магн. моментами позволяют идентифицировать тип магнитооптич. активности, получить информацию о природе и магн. свойствах состояний, ответственных за оптич. переходы, о симметрии парамагн. центров в твёрдых телах, о характере электронно-колебательного и электронно-ядерного взаимодействия в системе (атоме, ионе) и т. д. При этом вклад «парамагнитного» типа несёт информацию о магн. свойствах осн. состояния системы, «диамагнитного» типа — и об основном, и о возбуждённом состоянии. Зависимость «ванфлековского» вклада от поля в малых магн. полях применяется для исследований сверхтонких взаимодействий: взаимодействий кристаллич. поля, межионного диполь-дипольного, обменного и т. д.

Оптич. анизотропия намагниченной среды проявляется при отражении света от её поверхности. Характер изменения поляризац. состояния света при отражении зависит от взаимного расположения поверхности, плоскости поляризации света и вектора намагниченности. Этот эффект наблюдается в первую очередь в магнитоупорядоченных средах (металлах и диэлектриках) и наз. магнитооптическим *Керра эффектом*.

Внеш. магн. поле влияет и на пространственные, поляризационные и временные характеристики вторичного свечения веществ (люминесценцию, комбинационное рассеяние, оптич. гармоники и т. д.). Один из таких эффектов М. обнаруживается в изменении диаграммы направленности и уменьшении степени поляризации свечения газов в слабых магн. полях. Это происходит вследствие изменения соотношения между периодом прецессии момента атома во внеш. поле и временем жизни возбуждённого состояния (*Ханле эффект*). Изучение спектров поляризации вторичного свечения позволяет получать информацию о магн. расщеплении возбуждённых уровней в отсутствие разрешённой зеемановской структуры. Эффект комбинационного рассеяния света в намагниченном парамагнетике, сопровождающийся изменением проекции момента импульса парамагн. центра на направление поля, используется для регистрации намагниченности или для измерения *спиновой температуры* системы.

Магнитооптич. эффекты в кристаллах имеют ряд особенностей, обусловленных наличием в кристаллах собственных выделенных направлений и собственной анизотропии. При этом, напр., даже в оптически изотропных кубич. кристаллах при произвольной (относительно осей кристалла) ориентации магн. поля линейная анизотропия обнаруживается и в геометрии Фарадея, а для геометрии Фойгта в общем случае характерна эллиптич. анизотропия. Феноменология магнитооптич. эффектов в кристаллах существенно меняется при переходе из области линейной зависимости намагниченности от поля в область *магнитного насыщения*, где даже в кубич. кристаллах направление намагниченности перестаёт совпадать с направлением магн. поля.

М. полупроводников и магнитоупорядоченных кристаллов. Магнитооптич. свойства чистых полупроводников определяются делокализованными зонными и экситонными состояниями (см. *Зонная теория*, *Экситоны*). Плотность зонных состояний полупроводника во внеш. магн. поле приобретает осциллирующий, квазидискретный характер вследствие расщепления зон на системы подзон Ландау, отстоящих друг от друга на величину кванта $\hbar\omega_H$, где ω_H — циклотронная частота. Осн. магнитооптич. эффекты в полупроводниках — *циклотронный резонанс* и осцилляции коэф. межзонного поглощения (т. н. осцилляции магнитопоглощения), обусловленные прямыми электронными переходами между уровнями Ландау валентной зоны и зоны проводимости. Осцилляции магнитопоглощения проявляются при сканировании частоты при заданной магн. индукции или при сканировании магн. индукции при фиксированной частоте.

Осцилляции коэф. поглощения полупроводника, находящегося в магн. поле, возможны также при непрямых переходах электронов (с участием поглощённого или излучённого фонона, необходимого для сохранения квазиимпульса при переходе), а также при запрещённых переходах, к-рые возникают при расщеплении валентных зон вследствие спин-орбитального взаимодействия. Эти эффекты используются для точного определения частот циклотронного резонанса электронов и дырок, для определения параметров зонной структуры полупроводников.

Подзоны Ландау испытывают в магн. поле дополнит. расщепление, обусловленное собственным спиновым магн. моментом электрона. При интенсивном лазерном возбуждении в полупроводнике можно наблюдать вынужденное рассеяние света на электронах проводимости, сопровождающееся переворотом спина. Поскольку величина спинового расщепления на подзоны для нек-рых полупроводников оказывается значительной, этот эффект используется для плавной перестройки частоты лазерного излучения с помощью магн. поля (напр., в *комбинационных лазерах*).

У магнитоупорядоченных кристаллов (ферромагнетиков и антиферромагнетиков) магнитооптич. активность связана не только с антисимметричной частью тензора ε_{ik} (т. н. гироэлектрич. вклад), но и с антисимметричной частью тензора *магнитной проницаемости* μ_{ik} (гиромагн. вклад). В отличие от парамагн. сред, где магнитооптич. эффекты инициируются приложенным магн. полем, в магнитоупорядоченных системах магнитооптич. анизотропия определяется в первую очередь спонтанной намагниченностью и может обнаруживаться даже в отсутствие поля. В применении к ферромагн. металлам осн. методом магнитооптич. измерений служит магнитооптич. эффект Керра, а при изучении неметаллич. ферро- и антиферромагнетиков, среди к-рых известно значит. число прозрачных в видимой и близкой ИК областях спектра, используются все описанные магнитооптич. эффекты, наблюдаемые при распространении света через образец. При распространении света вдоль направления намагниченности магнитоупорядоченного кристалла осн. роль играют линейные (точнее, нечётные) по намагниченности магнитооптич. эффекты, а при поперечном распространении света — квадратичные (чётные). При этом в силу высокой степени намагниченности подрешёток в магнитоупорядоченных кристаллах чётные по намагниченности эффекты сопоставимы с нечётными.

Эффективность применения магнитооптич. методов к магнитоупорядоченным кристаллам определяется тем, что внеш. магн. поле, конкурируя с внутр. обменным полем (см. *Обменное взаимодействие*), способно повлиять на магн. состояние системы. Магнитооптич. исследования обменных взаимодействий, магн. фазовых переходов и магн. структуры упорядоченных кристаллов, требующие полей, сопоставимых по величине с эфф. внутр. полем ($\sim 10^5$ Э), часто проводятся с использованием мощных сверхпроводящих и импульсных магнитов.

Магнитооптич. эффекты в металлах, не прозрачных в видимой области спектра, исследуются гл. обр. в отражённом свете. Магнитооптич. эффекты для неферромагн. металлов имеют малую величину, но чрезвычайно важны для исследования *ферми-поверхности* металла.

Интересные и сильные магнитооптич. эффекты наблюдаются в жидких кристаллах (ЖК), состоящих, как правило, из диамагнитных молекул и обладающих сильной анизотропией магн. восприимчивости и электрич. поляризуемости. Хотя магн. восприимчивость молекул ЖК невелика, но из-за кооперативного характера отклика кристалла на внеш. магн. поле энергия магн. взаимодействия может оказаться достаточной для изменения характера его ориентационной упорядоченности. В свою очередь, изменение ориентационной структуры ЖК в силу сильной оптич. анизотропии молекул проявляется в магнитоиндуцированных изменениях величины и характера двупреломления. Сильные эффекты магнитоиндуцированной оптич. анизотропии проявляются в изотропной фазе ЖК, обнаруживая аномальный рост при приближении к точке фазового перехода.

Светоиндуцированное намагничивание. К М. относятся также эффекты, в к-рых оптич. излучение не только зондирует магн. состояние среды, но и активным образом меняет его. Эффекты такого рода могут наблюдаться при оптич. возбуждении намагниченной среды неполяризованным или поляризованным светом, вследствие, напр., фотоиндуцированного изменения концентрации парамагн. центров или в результате простого нагревания системы при поглощении световой энергии. Наиб. интересны эффекты изменения намагниченности твёрдого или газообразного парамагнетика под действием циркулярно поляризованного излучения — *оптическая ориентация*. Поглощение атомами циркулярно поляризованных фотонов приводит к возникновению или изменению намагниченности среды. Оптич. ориентация в принципе может возникать под действием излучения сколь угодно малой интенсивности при достаточно малых скоростях релаксации намагниченности.

Другого типа светоиндуцированное намагничивание прозрачной среды наблюдается при воздействии на неё мощного циркулярно поляризованного излучения. Термодинамич. рассмотрение этого эффекта показывает, что намагниченность среды создаётся вращающимся переменным электрич. полем, действующим подобно эфф. магн. полю: знак намагниченности определяется знаком циркулярной поляризации света. В пек-ром смысле этот эффект обратен эффекту вращения плоскости поляризации в магн. поле и поэтому его наз. обратным эффектом Фарадея. Он наблюдается лишь при амплитудах эл.-магн. поля, при к-рых заметна роль *нелинейной поляризуемости* среды. Экспериментально этот эффект наблюдался в кристаллах с примесными парамагнитными центрами, а также в парах металлов.

Магнитооптическим можно также назвать предсказанный на основании электродинамич. рассмотрения эффект взаимодействия света с магн. полем в отсутствие среды, в результате к-рого возможно рождение фотоном электрон-позитронной пары. При энергиях фотона $\hbar\omega > 2m_0c^2$ (m_0 — масса покоя электрона и позитрона) эффект проявляется в виде рассеяния света на магн. поле, а при меньших энергиях — в виде магнитного двупреломления вакуума. Вследствие малой величины эффекта он пока экспериментально не наблюдался.

Исследование отклика вещества на приложенное переменное магн. поле позволяет получать информацию о магн. восприимчивости среды, к-рая, в свою очередь, содержит сведения о динамике парамагн. релаксации системы, об энергетич. структуре осн. электронных состояний магнетика, о взаимодействии парамагн. центров друг с другом и со своим окружением в диапазоне энергий зеемановского расщепления.

Магнитооптич. регистрация изменений намагниченности парамагнетика под действием резонансного СВЧ-поля используется как метод детектирования эффекта *электронного парамагнитного резонанса* (ЭПР). Оптич. регистрация ЭПР в возбуждённом электронном состоянии осуществляется, как правило, детектированием изменений поляризац. пространств. или спектральных характеристик люминесценции, сопровождающей дезактивацию этого состояния.

Применение лазерных поляриметров с чувствительностью к углу поворота плоскости поляризации $\sim(10^{-6}-10^{-7})$ не только (на 3—4 порядка величины) повысило чувствительность магн. измерений, но и позволило обнаружить новые эффекты. Один из них — вращение плоскости поляризации света, распространяющегося во вращающейся среде,— т. н. «вращательное увлечение эфира». Эффект был предсказан ещё в 1885 Дж. Дж. Томсоном (J. J. Thomson). Хотя эффект проявляется без непосредственного участия магн. поля, его естественно отнести к М. по очевидным симметрийным соображениям, можно также сослаться на *Барнетта эффект* — возникновение намагниченности во вращающейся среде. Другой эффект — резонансное возрастание флуктуаций фарадеевского вращения света, к-рый прошел через парамагн. среду, помещённую во внеш. магн. поле, на частоте магн. резонанса — магн. резонанс в спектре шумов эффекта Фарадея.

Магнитооптич. эффекты используются в устройствах записи и хранения информации (т. н. магнитооптич. диски), в системах управления лазерным излучением (для создания дефлекторов, оптич. затворов, для модуляции света и т. д.), при конструировании невзаимных оптич. элементов, лазерных гироскопов, элементов интегральной оптики и т. д.

Лит.: Кринчик Г. С., Физика магнитных явлений, 2 изд., М., 1985; Александров Е. Б., Запасский В. С., Лазерная магнитная спектроскопия, М., 1986; Звездин А. К., Котов В. А., Магнитооптика тонких плёнок, М., 1988.

В. С. Запасский.